

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

- Термодинамика — наука о преобразованиях энергии

термодинамическая система должна быть:

- достаточно обширной и сложной**, чтобы в ней соблюдались статистические закономерности
- замкнутой**, т. е. иметь пределы во всех пространственных направлениях и состоять из конечного числа частиц

начала термодинамики

- **Первое начало** выражает закон сохранения энергии — всеобщий закон природы. Оно **определяет баланс энергии** при взаимодействиях внутри термодинамической системы, а также между термодинамической системой и окружающей средой.
- **Второе начало** определяет направленность энергетических превращений и **существенно расширяет возможности термодинамического метода.**

Оба начала носят опытный характер и применимы ко всем термодинамическим системам.

Термодинамические параметры

Объем V характеризуют пространство, занимаемое термодинамической системой. Он тесно связан с параметрами энергетического взаимодействия. Часто вместо полного объема V используют объем единицы массы вещества m

$$v = \frac{V}{m}$$

Удельный v объем не зависит от количества вещества и связан только с термодинамическим состоянием системы

$$v = \frac{1}{\rho}$$

Термодинамические параметры

- **Плотность ρ** -величина, обратная удельному объему вещества. (плотность вещества в различных точках системы может быть различной)
- **Давление p** характеризует силовое (механическое) взаимодействие элементов системы друг с другом и с окружающей средой. $p = \frac{F}{f}$ $p_a = p_e + B$

Соотношение между единицами давления

Единицы измерения давления	Па	бар	кгс/см ²	мм рт.ст.	мм вод.ст.	PSI (lbf/in ²)
1 Па	1	10 ⁻⁵	1,02 · 10 ⁻⁵	7,5 · 10 ⁻³	0,102	1,45 · 10 ⁻⁴
1 бар	10 ⁵	1	1,02	7,5 · 10 ⁻²	0,102 · 10 ⁴	14,5
1 кгс/см ²	9,81 · 10 ⁴	0,981	1	735,6	10 ⁴	14,223
1 мм рт.ст	133,3	1,33 · 10 ⁻³	1,36 · 10 ⁻³	1	13,6	1,93 · 10 ⁻²
1 мм вод.ст.	9,81	9,81 · 10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	7,356 · 10 ⁻²	1	1,42 · 10 ⁻³
1 PSI (lbf/in ²)	6,89 · 10 ⁻³	6,89 · 10 ⁻²	7,03 · 10 ⁻²	52,2	7,03 · 10 ⁻²	1

термодинамические

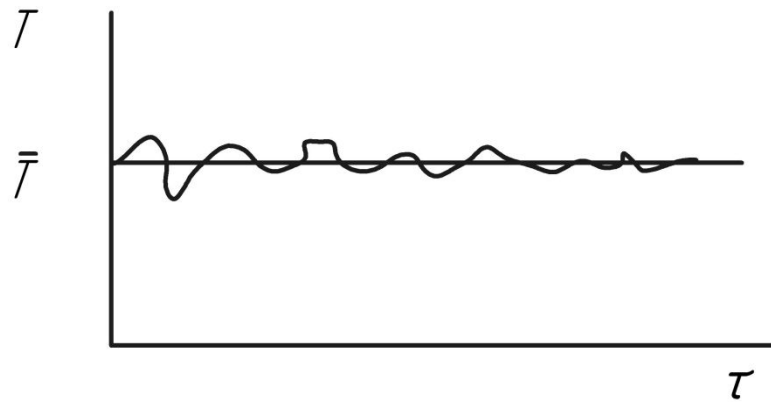
параметры

- Температура T - в термодинамике считают мерой нагретости тела.

Наименование шкалы	Цельсия $t^{\circ}\text{C}$	Ренкина $t, ^{\circ}\text{Ra}$	Фаренгейта $t, ^{\circ}\text{F}$	Реомюра $t, ^{\circ}\text{R}$
Цельсия	—	$5/9 t^{\circ}\text{Ra} - 273,15$	$(t^{\circ}\text{F} - 32)/1,8$	$1,25 t, ^{\circ}\text{R}$
Ренкина	$1,8(t^{\circ}\text{C} + 273,15)$	—	$t^{\circ}\text{F} + 459,67$	$1,8 (1,25 t^{\circ}\text{R} + 273,15)$
Фаренгейта	$1,8 t^{\circ}\text{C} + 32$	$t^{\circ}\text{Ra} + 459,67$	—	$9/4 t^{\circ}\text{R}$
Реомюра	$0,8 t^{\circ}\text{C}$	$0,8 (5/9 t^{\circ}\text{Ra} - 273,15)$	$4/9 (t^{\circ}\text{F} - 32)$	—

Термодинамическое равновесие и равновесный термодинамический процесс

В действительности же, с течением времени каждый параметр, например, температура T , может в небольших пределах отклоняться от своего среднего значения



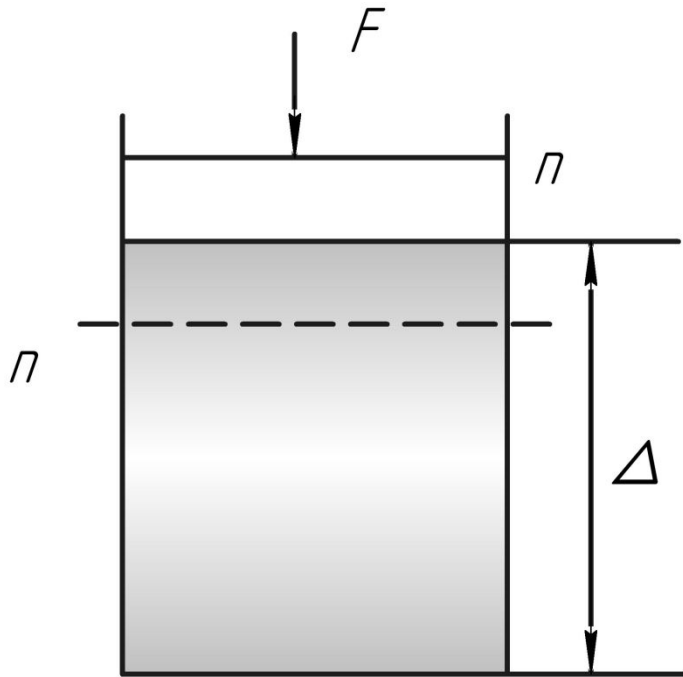
Если система, кроме того, находится в равновесии с окружающей средой, то все ее параметры остаются неизменными во времени, взаимодействия в системе прекращаются, а ее состояние называют **равновесным**

Термодинамическое равновесие и равновесный термодинамический процесс

- Все процессы разделяют на равновесные и неравновесные.
- Равновесным называют процесс, представляющий собой последовательность равновесных состояний термодинамической системы, т. е. процесс, в каждой "точке" которого система находится в равновесии.
- Если же при изменении состояния равновесие в системе нарушается, процесс становится неравновесным.

Термодинамическое равновесие и равновесный термодинамический процесс

Реальные процессы, близкие к равновесным, называют **квазистатическими**.



время достижения равновесия

$$\tau^* \approx \Delta/300$$

В реальных двигателях и компрессорах поршень совершает полный ход Δ за время $\tau = 10^{-3} \dots 10^{-2}$ с

Если принять $\Delta = 0,3$ м, то $\tau^* = 10^{-4}$ с $< \tau$.

Термическое уравнение состояния

В однородных термодинамических системах **любые** два термических параметра однозначно определяют третий, а вся их совокупность задает состояние термодинамической системы в целом.

Так, при давлении $p = 0,1$ МПа и при температуре $t = 120$ °С термодинамическая система представляет собой пар,

при давлении $p = 5,0$ МПа и $t = 120$ °С мы имеем дела с жидкостью

при $p = 0,2$ МПа вещество превратится в смесь жидкости и пара переменного состава

$$v = f(p, T), \quad p = (v, T), \quad T = (p, v)$$

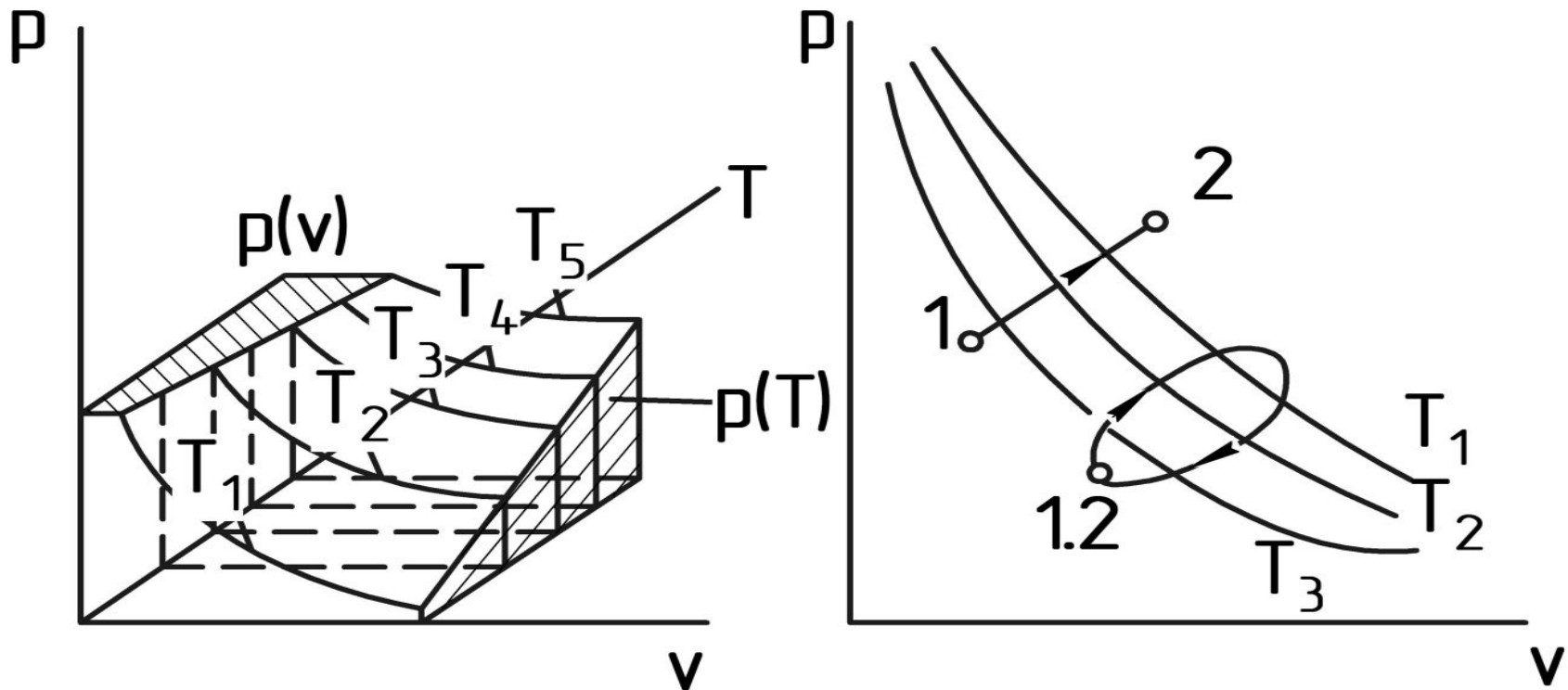
три равенства можно объединить

$$F(p, v, T) = 0.$$

Термическое уравнение состояния

Термодинамика постулирует наличие уравнения состояния, но не определяет его вид

Оно определяет поверхность в координатах p - v - T , которую называют **термодинамической поверхностью**



Законы для идеального газа

Идеальный газ подчиняется уравнению Клайперона – Менделеева

$$pV = \frac{m}{\mu} R_u T; \quad R_u = \frac{p_N V_N}{T_N} = \frac{101325 \cdot 22.4}{273.15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

R_u – универсальная газовая постоянная

Уравнение формально объединяет три закона

закон Бойля- Мариотта $pv = \text{const}$ при $T = \text{const}$;

закон Гей-Люссака $\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$ при $p = \text{const}$;

закон Шарля $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$ при $v = \text{const}$.

Смеси идеальных газов

Смесь подчиняется уравнению Клапейрона-Менделеева для смеси

$$p_{mix} V_{mix} = \frac{m_{mix}}{\mu_{mix}} R_u T_{mix} = m_{mix} R_{mix} T_{mix},$$

$$R_{mix} = \frac{R_u}{\mu_{mix}} \quad m_{mix} = \sum_{i=1}^n m_i$$

Величину p_{mix} определяет закон Дальтона

$$p_{mix} = \sum_{i=1}^n p_i$$

Поскольку модель идеального газа пренебрегает размерами микрочастиц, объем, занимаемый каждым компонентом, равен объему всей смеси

$$V_i = V_{mix}.$$

Смеси идеальных газов

Зададим состав смеси массовыми долями компонентов

$$g_1 = \frac{m_1}{m_{mix}}, g_2 = \frac{m_2}{m_{mix}} \dots, g_n = \frac{m_n}{m_{mix}}$$

Для каждого компонента можно использовать уравнение Клапейрона-Менделеева

$$p_1 V_{mix} = (m_1 / \mu_1) R_u T_{mix};$$

.....

.....

$$p_n V_{mix} = (m_n / \mu_n) R_u T_{mix}.$$

$$V_{mix} \sum_{i=1}^n p_i = R_u T_{mix} \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{\mu_n} \right) = R_u T_{mix} \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}$$

$$p_{mix} V_{mix} = R_u T_{mix} \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}$$

Смеси идеальных газов

Левые части уравнений одинаковы, поэтому должны быть одинаковы и правые

Разделим обе части уравнения на m_{mix} , получим

$$\mu_{mix} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / \mu_i}, \quad \leftarrow \text{ кажущаяся молярная масса}$$

$$R_{mix} = R_u \sum_{i=1}^n g_i / \mu_i, \quad \leftarrow \text{ газовая постоянная}$$

Энергия, работа, теплота

Для замкнутых систем, изучаемых термодинамикой, важно выделить энергию термодинамической системы в целом (кинетическую и потенциальную), которую принято называть **внешней энергией**; все другие виды энергии, связанные с движением микрочастиц, назовем **внутренней энергией** системы.

Часто система неподвижна и не меняет своей потенциальной энергии, в этом случае внутренняя энергия приобретает особое значение и полностью характеризует энергетическое состояние системы.

Внутреннюю энергию системы обозначим через E , а **удельную внутреннюю энергию** (отнесенную к массе системы m) — через $e = E/m$.

Энергия, работа, теплота

Существуют **два вида взаимодействия** термодинамических систем друг с другом или с окружающей средой: **путем совершения работы и путем передачи теплоты.**

Если одна система воздействует на другую и при этом происходит передача энергии, связанная с некоторым **макроскопически упорядоченным** процессом, то говорят, что первая система совершает над второй **работу**

Если же взаимодействие не приводит к макроскопически упорядоченному процессу, т. е. работа не совершается, то говорят о передаче **теплоты.**

Теплота и работа появляются только в процессах взаимодействия термодинамических систем

Энергия, работа, теплота

-работа и теплота являются функциями процесса.

-энергия — функция состояния

Работа, совершаемая всей системой- L

работа, совершаемая единицей массы рабочего тела -

удельная работа

$$l = \frac{L}{m}$$

Работу термодинамической системы будем считать положительной ($l > 0$), если она совершается над другой системой или над окружающей средой

Если окружающая среда или другая термодинамическая система совершают работу над “нашей” системой, то работа отрицательна ($l < 0$).

Энергия, работа, теплота

Теплота - Q

Удельная теплота — теплота, приходящаяся на единицу массы:

$$q = \frac{Q}{m}$$

Если термодинамическая система получает теплоту извне, то $q > 0$, и наоборот, если система отдает теплоту другой системе или окружающей среде, то $q < 0$.

В некоторых процессах все взаимодействие термодинамической системы с другими системами и с окружающей средой сводится только к совершению работы, а отдаваемая или воспринимаемая системой теплота равна нулю. Такую термодинамическую систему называют **адиабатической**, а процессы, протекающие в ней — **адиабатными**.

Теплоемкость

истинная полная теплоемкость

$$C_x = \left. \frac{dQ}{dT} \right|_{x=const} = \frac{dQ_x}{dT}$$

C_x - функция процесса

Удельная теплоемкость, т. е.
теплоемкость единицы массы,
объема- Удельная массовая
теплоемкость

$$c_x = \frac{C_x}{m} = \left. \frac{dq}{dT} \right|_{x=const} = \frac{dq_x}{dT}$$

Удельная молярная теплоемкость

$$C_{x\mu} = \frac{C_x}{M}$$

$$C_{x\mu} = \frac{C_x}{M} = \frac{C_x}{m} \mu = c_x \mu$$

Теплоемкость

$$q_x = \int_{T_1}^{T_2} c_x dT$$

$$q_x = \int_{T_1}^{T_2} c_x dT = c_{xm} \Big|_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1)$$

$$q_x = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt = \int_0^{t_2} c_x dt - \int_0^{t_1} c_x dt$$

$$q_x = c_{xm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{xm} \Big|_0^{t_1} t_1$$

c_{xm} - среднее значение (от англ, middle — средний)



применим теорему о среднем и получим

$$c_{xm} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{xm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{xm} \Big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}$$

Теплоемкость газовой смеси

количество теплоты, $Q_{xmix} = m_1 q_{x1} + m_2 q_{x2} + \dots + m_n q_{xn}$
подведенное к смеси,

$$Q_{xmix} = t_2 \sum_{i=1}^n c_{xim} \Big|_0^{t_2} m_i - t_1 \sum_{i=1}^n c_{xim} \Big|_0^{t_1} m_i,$$

$$Q_{xmix} = q_{xmix} m_{mix}$$

$$q_{xmix} = t_2 \sum_{i=1}^n c_{xim} \Big|_0^{t_2} g_i - t_1 \sum_{i=1}^n c_{xim} \Big|_0^{t_1} g_i,$$

$$c_{xm mix} \Big|_0^t = \sum_{i=1}^n c_{xim} \Big|_0^t g_i,$$

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Первым началом термодинамики является **закон сохранения энергии** для термодинамических систем:

«в любых процессах энергия не исчезает и не создается, а лишь переходит из одного вида в другой».

**подведенная к термодинамической системе теплота
расходуется на изменение внутренней энергии системы и
на совершение работы**

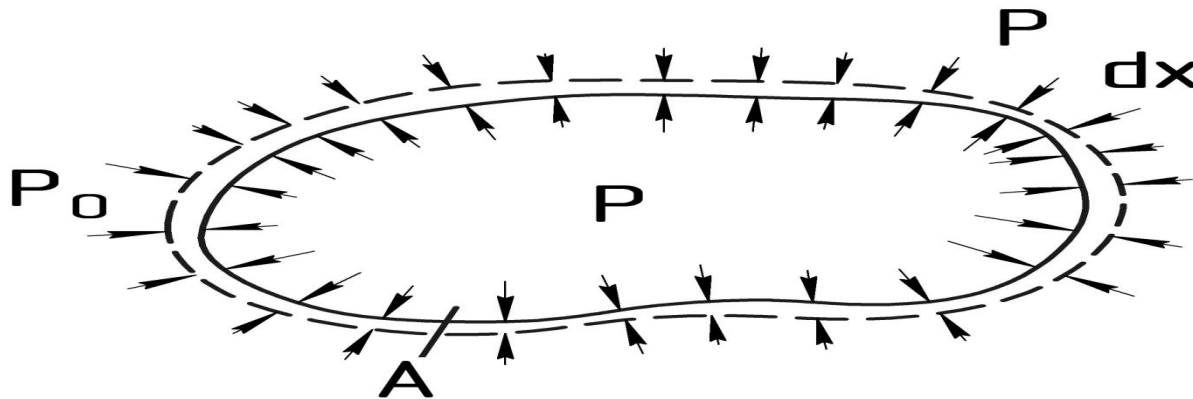
$$\Delta e = q - l \quad \text{или} \quad q = \Delta e + l$$

Если взаимодействие с окружающей средой приводит термодинамическую систему из состояния 1 в состояние 2, то для процесса 1-2 равенство примет вид

$$q_{1-2} = \Delta e_{1-2} + l_{1-2} \quad \Delta e_{1-2} = e_2 - e_1$$

Дифференциальная форма первого начала

$$dq = de + dl$$



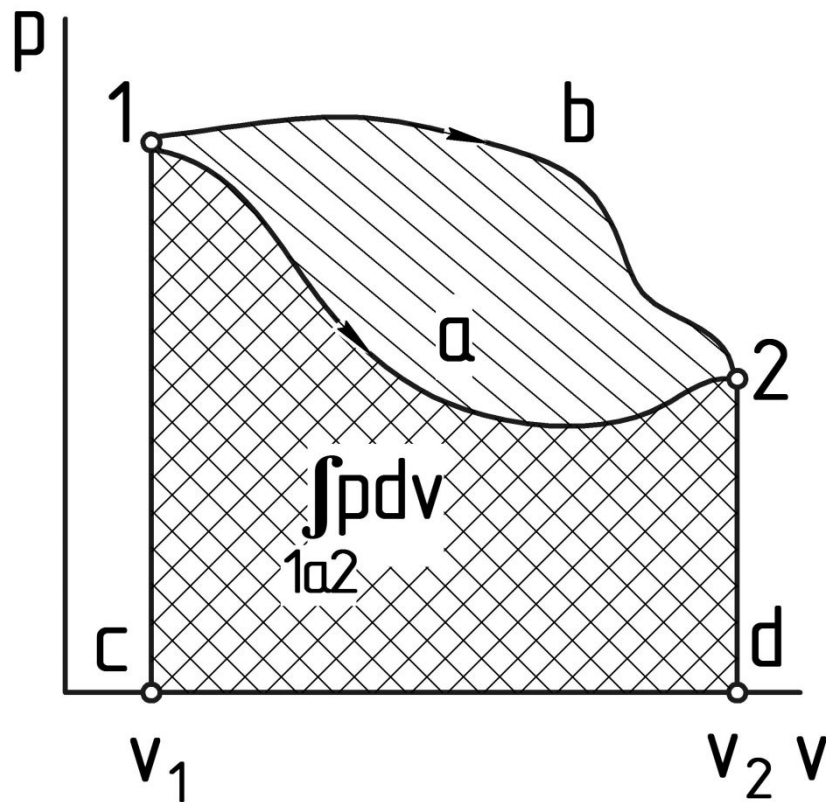
$$dl = Fdx = p_0 A dx \quad l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p_0 dv$$

$$A dx = dv$$

$$dl = p_0 l dv =$$

$$\int_{v_1}^{v_2} p_0 dv = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

p - v рабочая диаграмма состояний



$$\text{пл. c1a2d} = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

$$q_{1-2} = \Delta e_{1-2} + \int_{v_1}^{v_2} l_{1-2}$$

$$dq = de + p dv$$

Внутренняя энергия как функция состояния

Калорическое уравнение состояния $e = e(v, T)$

Применительно к внутренней энергии e эти свойства таковы.

- Дифференциал функции состояния e является полным дифференциалом:

$$de = \left(\frac{\partial e}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_v dT$$

- Интеграл по замкнутому контуру от функции состояния e равен нулю:

$$\oint de = 0$$

- Все функции состояния являются **аддитивными**: если термодинамическая система состоит из n “подсистем” с внутренними энергиями e_i , то внутренняя энергия всей системы.

$$e = \sum_{i=1}^n e_i$$

$$dq = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_v dT + \left[\left(\frac{\partial e}{\partial v} \right)_T + p \right] dv$$

Энтальпия и ее свойства

тело в форме цилиндра объемом $v = f\Delta$

$$l_o = (pf)\Delta,$$

l_o – работа «проталкивания» тела;

pf – усилие «проталкивания»;

Δ - перемещение тела

$h=e+pv$ - удельная энтальпия

$H=E+pV$ **полная энтальпия**

Энтальпия и ее свойства

В дифференциальной форме $dh = de + d(pv)$

$$dq = dh - d(pv) + pdv = dh - vdp$$

Энтальпию удобно задавать в виде $h = h(p, T)$

Полный дифференциал энтальпии

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT$$

Изменение энтальпии в цикле

$$\oint dh = 0;$$

Энтальпия – аддитивная функция:

$$h = \sum_{i=1}^n h_i,$$

Энтальпия и ее свойства

- Уравнения первого начала $dq = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T - v\right] dp$

- В изохорном процессе ($v=\text{const}$, $dv = 0$)

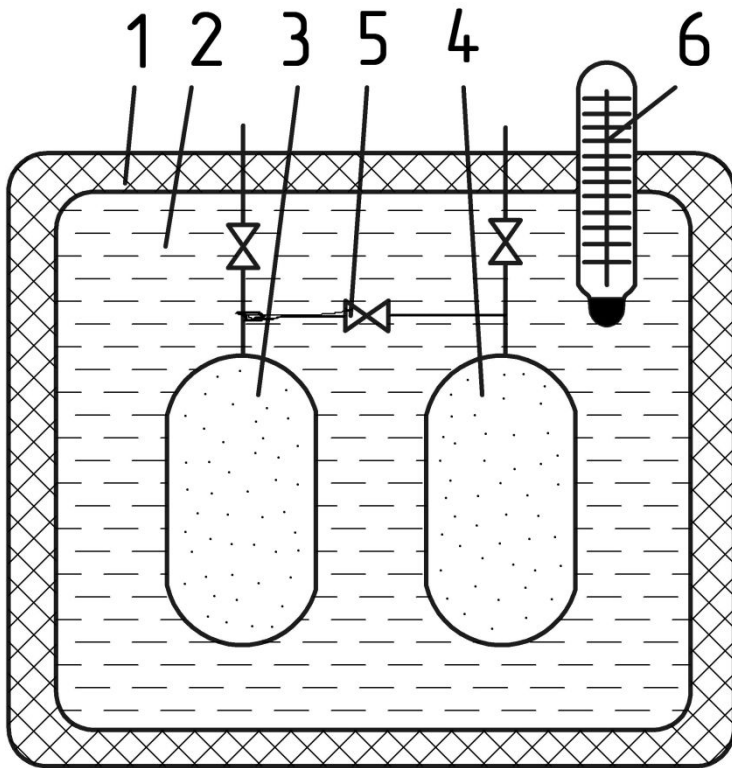
$$c_v = \frac{dq_v}{dT}$$

- В изобарном процессе ($p=\text{const}$, $dp = 0$) $c_p = \left(\frac{dh}{dT}\right)_p$

$$dq = c_v dT + \left[\left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T + p\right] dv$$

$$dq = c_p dT + \left[\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T - v\right] dp$$

Уравнение первого начала для идеального газа



внутренняя энергия

идеального газа не зависит от

объема

$$\left(\frac{de}{dv}\right)_T = 0$$

энтальпия идеального газа

не зависит от давления.

$$\left(\frac{dh}{dp}\right)_T = 0$$

Калорические уравнения состояния идеального газа

полные дифференциалы внутренней энергии и энтальпии для идеальных газов

$$de = c_v dT \quad \text{и} \quad dh = c_p dT$$

Уравнение первого начала для идеального газа

$$\begin{aligned} dq &= c_v dT + p dv \\ dq &= c_p dT - v dp \end{aligned} \quad \longrightarrow \quad c_p - c_v = \frac{d(pv)}{dT}$$

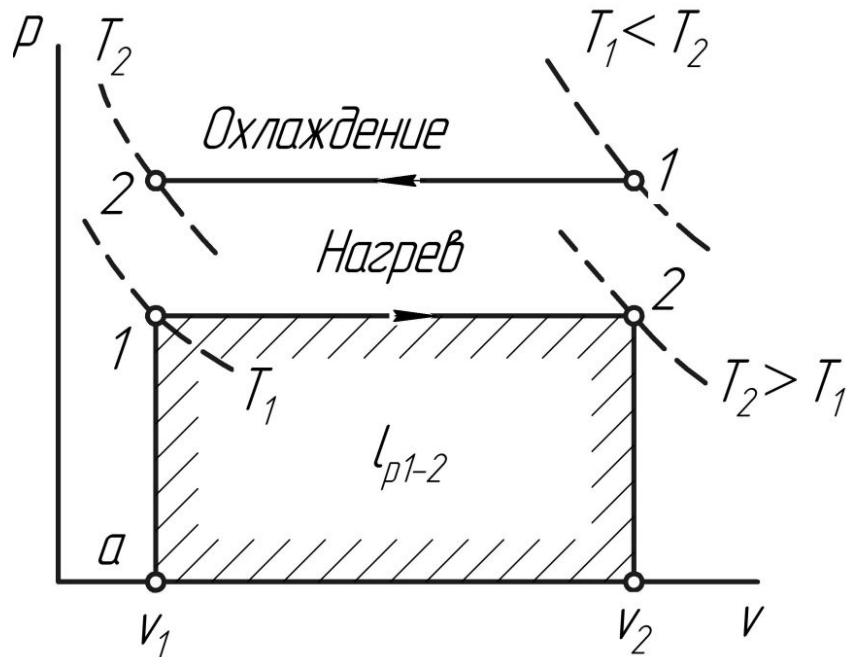
$$\frac{d(pv)}{dT} = \frac{d(RT)}{dT} = R \quad \longrightarrow \quad c_p - c_v = R$$

удельная изобарная теплоемкость газа больше его удельной изохорной теплоемкости на величину газовой постоянной. (формула Майера)

$$c_{p\mu} - c_{v\mu} = R_u$$

АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ С ИДЕАЛЬНЫМ ГАЗОМ.

Изобарный процесс



Связь термических параметров газа в любых двух точках 1 и 2 такого процесса задается **законом Гей-Люссака**:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

при $dp=0 \longrightarrow dh = c_p dT$

$$q_{p1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT = c_p \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = c_{pm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{pm} \Big|_0^{t_1} t_1.$$

$$q_{p1-2} \cong c_p (T_2 - T_1). \quad l_{p1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1);$$

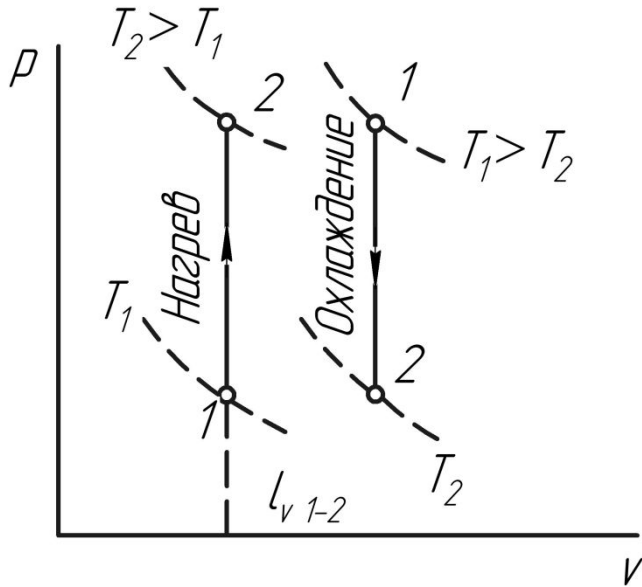
Изохорный процесс

Термические параметры
изохорного процесса 1-2
определяются **законом Шарля:**

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Работа газа в изохорном процессе
равна нулю, поскольку $dv=0$

$$dq_v = c_v dT$$

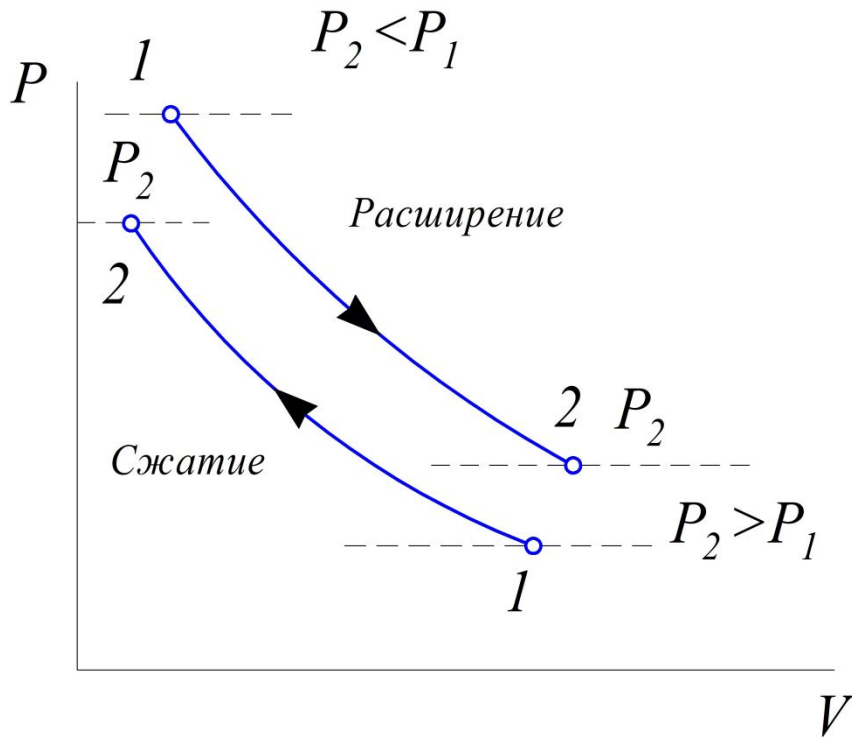


$$q_{v1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_v dT = c_{vm} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = c_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1.$$

Если теплоемкость c_v слабо зависит от температуры

$$q_{v1-2} \cong c_v (T_2 - T_1)$$

Изотермический процесс



Уравнение изотермического процесса $T = \text{const}$ определяется **законом Бойля-Мариотта**

$$P_1 v_1 = P_2 v_2$$

$T = \text{const}$, то $e = \text{const}$
и $de = 0$

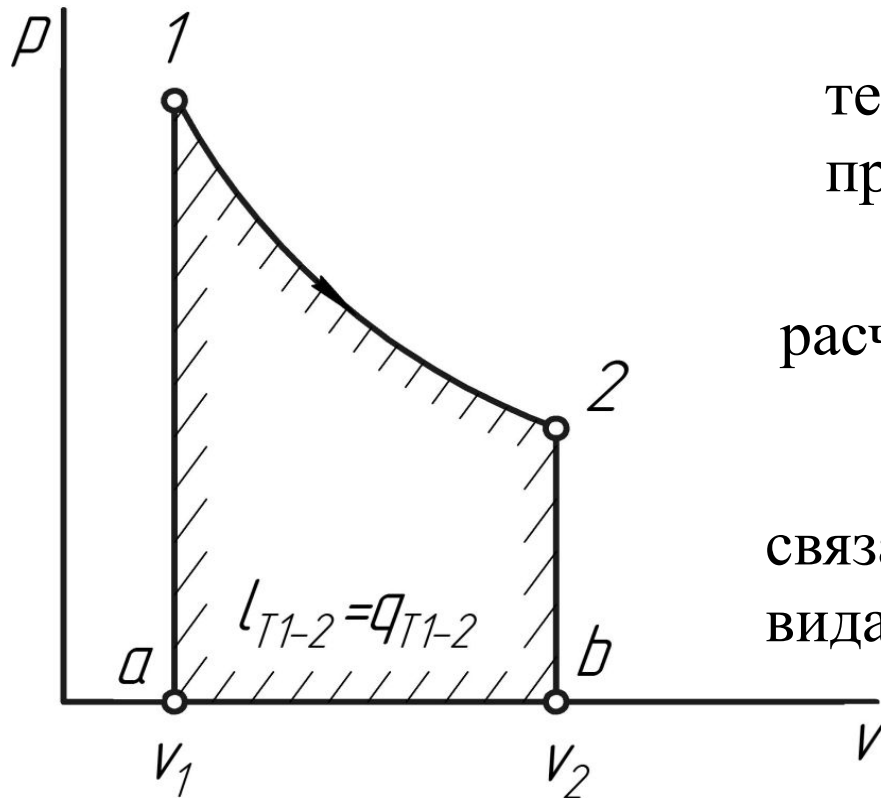
$$dq_T = dl \quad q_{v1-2} = l_{v1-2}$$

$$l_{T1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \frac{R_u T}{\mu} \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = \frac{R_u T}{\mu} \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

Изотермический процесс

используя уравнение Клайперона-Менделеева и Бойля-Мариотта

$$l_{T1-2} = p_1 v_1 \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = p_2 v_2 \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) = RT \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right).$$



теплоемкость в изотермическом процессе

$$c_T = \pm \infty$$

расчет по формуле

$$q_{T1-2} = c_T (T_2 - T_1)$$

связан с раскрытием неопределенности вида $(0 \cdot \infty)$

$$q_{T1-2} = l_{T1-2} = \frac{R_u T}{\mu} \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right);$$

Адиабатный процесс

при $dq=0$ и $q_{1,2}=0$ уравнение первого начала принимает вид $dl = -de$

Для идеального газа $dh = c_p dT$, $\longrightarrow c_p dT = v dp$

$de = -p dv$, $\longrightarrow c_v dT = -p dv$.

$$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{v dp}{p dv} = \text{const.}$$

Для идеального газа величина $\frac{c_p}{c_v} = k$

постоянна и носит название коэффициента Пуассона, или показатели адиабаты.

Адиабатный процесс

Идеальный газ, у которого $c_p = \text{const}$, $c_v = \text{const}$, называют **совершенным**

$k = 1,66$ для одноатомных газов;

$k = 1,40$ для двухатомных;

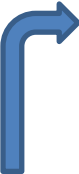
$k = 1,33$ для трех- и более атомных

Последовательно преобразуя формулу

$$k = -\frac{v}{dv} \cdot \frac{dp}{p}; \quad k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} \quad k \int \frac{dv}{v} = -\int \frac{dp}{p}$$

Адиабатный процесс

$$k \ln v = -\ln p + \text{const}$$


$$pv^k = \text{const}$$

уравнение адиабаты Пуассона

Подставим в уравнение $p = \frac{RT}{v}$ \longrightarrow $TV^{k-1} = \text{const}$

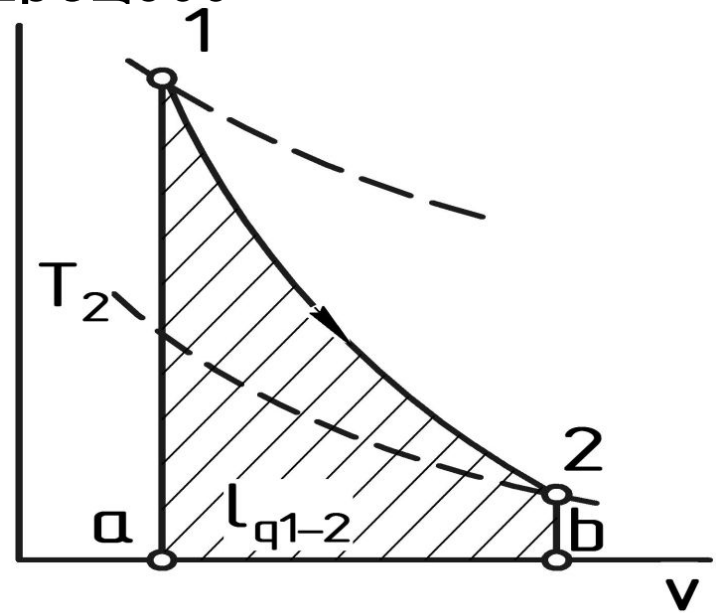
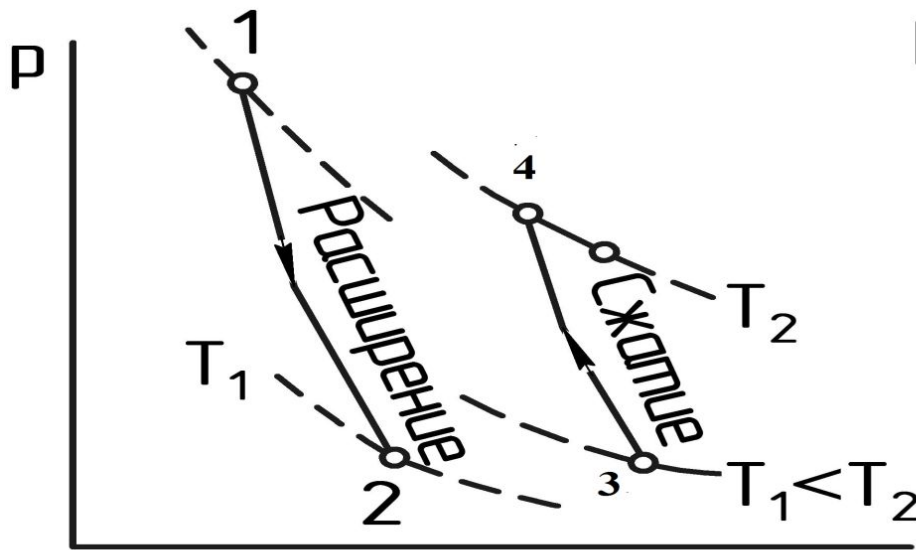
Аналогично можно найти связь между p и T : $\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = \text{const}$

Построим кривую $q=0$ в рабочей диаграмме состояний.

$$p = \frac{\text{const}}{v^k}$$

поскольку $k > 1$, кривая адиабатного процесса в p - v диаграмме пройдет круче изотермы

Адиабатный процесс



$$dq=0 \quad dl=c_v dT$$

$$l_{q1-2} = - \int_{T_1}^{T_2} c_v dT,$$



$$l_{q1-2} = c_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1$$

Если газ совершенный ($c_v = const$) \longrightarrow $l_{q1-2} = c(T_2 - T_1)$

$$l_{q1-2} = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right]$$

Политропные процессы

Политропные процессы — процессы идеальной газа, идущие при постоянной теплоемкости

$$c_n dT = c_v dT + p dv$$

Кроме того, при $c_v = \text{const}$

$$\frac{de}{dq} = \frac{c_v dT}{c_n dT} = \frac{c_v}{c_n} = \text{const}$$

или в интегральной форме для процесса 1-2

$$\frac{\Delta e_{n1-2}}{q_{n1-2}} = \text{const} \qquad \frac{l_{n1-2}}{q_{n1-2}} = 1 - \frac{\Delta e_{n1-2}}{q_{n1-2}} = \text{const}$$

в политропных процессах доля теплоты, переходящая в работу, постоянна

Политропные процессы

Если в формулы первого начала подставить значение $q = c_n dT$

$$c_n dT = c_v dT + p dv,$$

$$c_n dT = c_p dT - v dp,$$

откуда следует, что

$$(c_n - c_v) dT = p dv; \quad (c_n - c_p) dT = -v dp,$$

После почленного деления получим

$$\frac{(c_n - c_v)}{(c_n - c_p)} \cdot \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}.$$

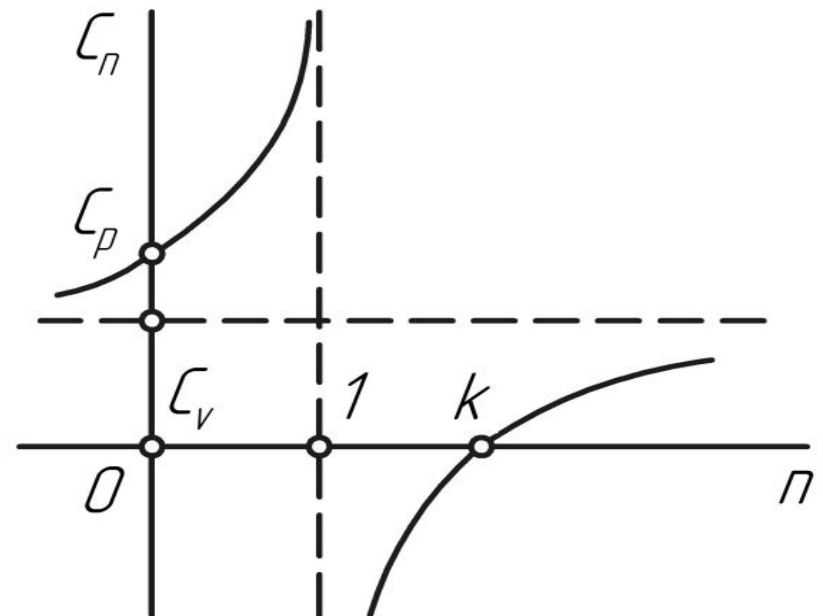
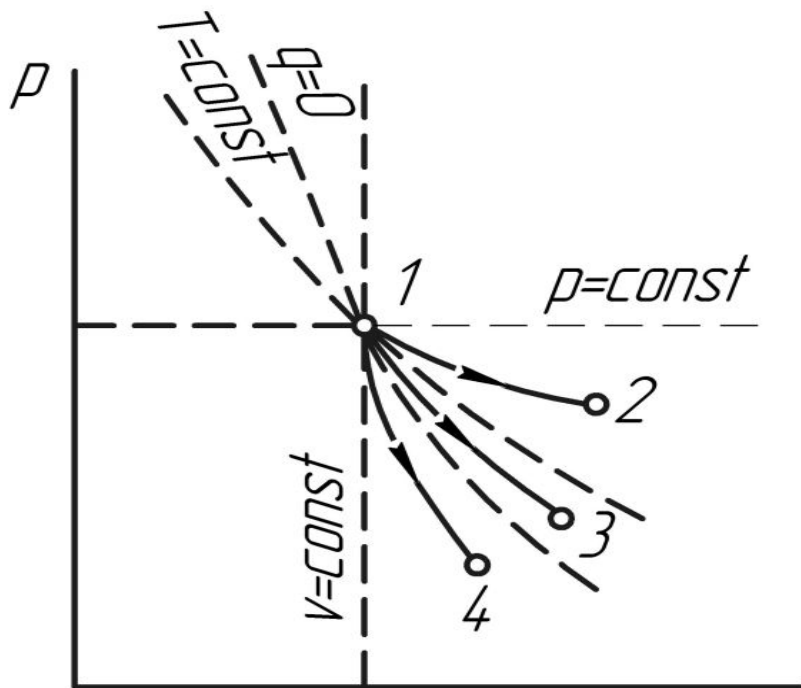
Полиτροпные процессы

$$n = \frac{(c_n - c_p)}{(c_n - c_v)} \quad \leftarrow \text{показатель политропы}$$

Дифференциальное уравнение политропы

$$pv^n = \text{const.}$$

$$n \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}$$



Политропные процессы

Процессам:

$$p = \text{const} \longrightarrow n = 0, \quad T = \text{const} \longrightarrow n = 1$$

$$v = \text{const} \longrightarrow n = \pm \infty \quad q = \text{const} \longrightarrow n = k$$

для процесса 1-2 $0 < n < 1$, для процесса 1-3 $1 < n < k$, а для процесса 1-4 $k < n < \infty$.

$$\frac{T}{p^{\frac{1}{n-1}}} = \text{const} \quad \text{или} \quad T v^{n-1} = \text{const}$$

Работа политропного процесса

$$l_{n1-2} = \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right]$$

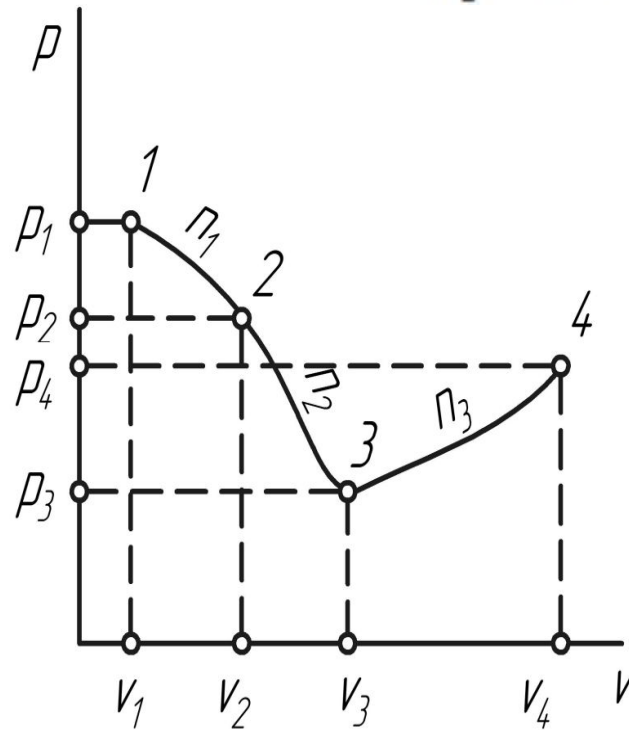
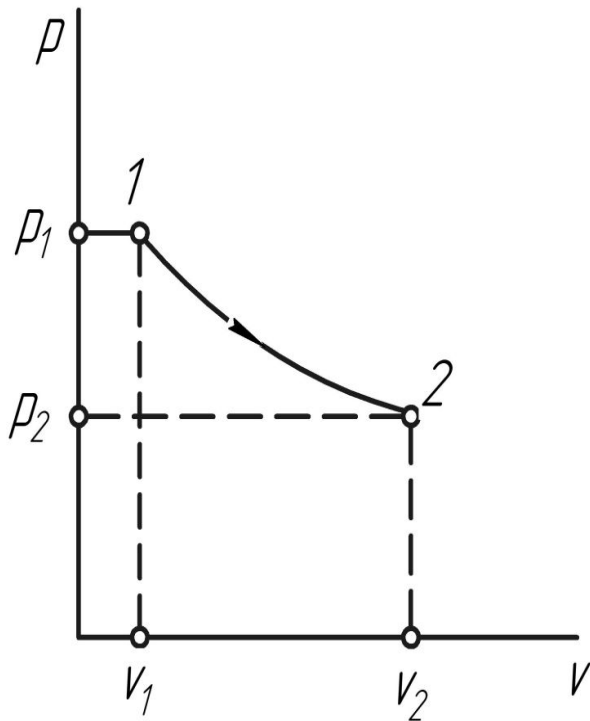
Полиτροπные процессы

Теплота

$$q_{n1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_n dT.$$

ПОДСТАВИМ

$$c_n = c_v \frac{n - k}{n - 1} \quad q_{n1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{n - k}{n - 1} dT = c_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1).$$

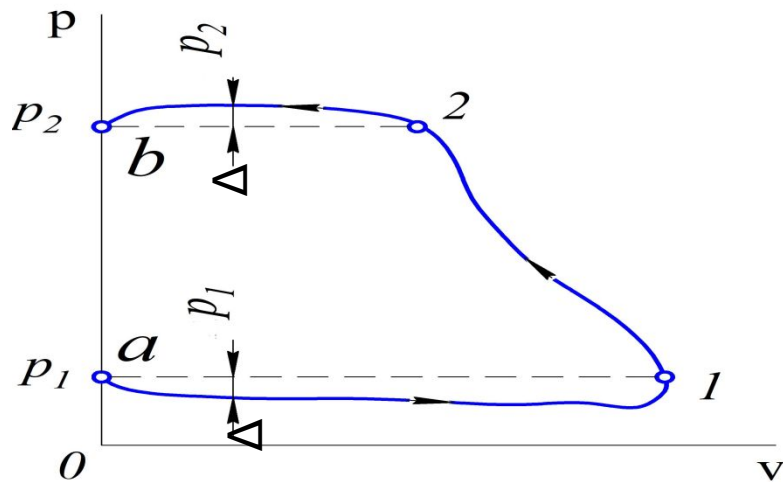
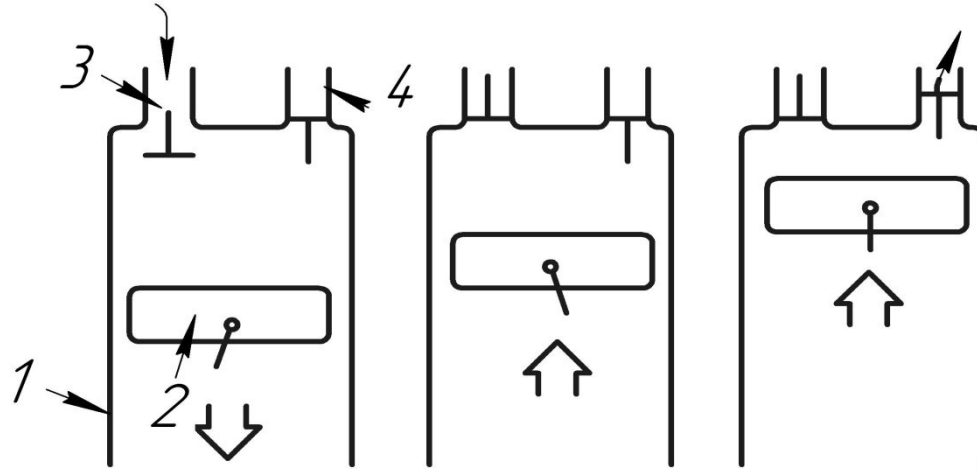


$$pv^n = \text{const}$$

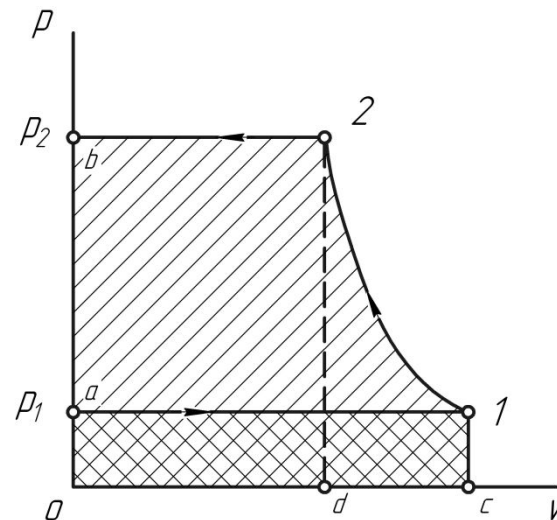
$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$$

$$n = \frac{\ln \frac{p_1}{p_2}}{\ln \frac{v_2}{v_1}}$$

Сжатие газа в поршневом компрессоре



Реальная
индикаторная
диаграмма



идеализированный
процесс

Сжатие газа в поршневом компрессоре

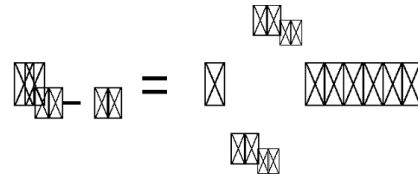
Работа изобарного процесса $a-1$

$$l_{a-1} = \int_0^{v_1} p_1 dv = p_1(v_1 - 0) = p_1 v_1,$$

аналогично выражается и работа процесса $2-b$

$$l_{2-b} = \int_{v_2}^0 p_2 dv = p_2(0 - v_2) = -p_2 v_2,$$

Работа в процессе сжатия $1-2$, характер которого пока неизвестен,



а общая работа, подводимая к газу в компрессоре,

$$l_{сж} = l_{a-1} + l_{2-b} + l_{1-2} = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Сжатие газа в поршневом компрессоре

Возьмем интеграл в правой части равенства по частям:

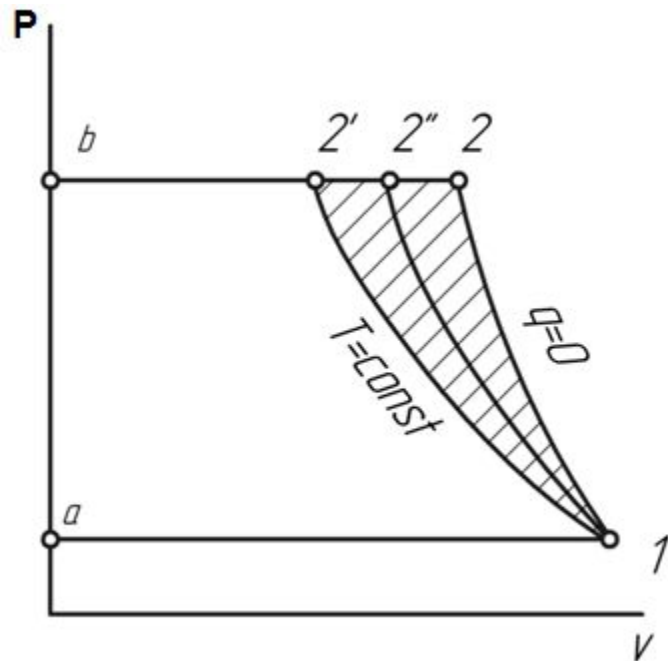
$$\int_{V_1}^{V_2} p \, dV = \int_{V_1}^{V_2} p \, dV - \int_{V_1}^{V_2} p \, dV - \int_{V_1}^{V_2} p \, dV,$$

Откуда

$$W_{\text{сж}} = - \int_{V_1}^{V_2} p \, dV \quad \star$$

Функция, которая учитывает не только работу основного процесса, но и энергетический вклад впуска и выпуска рабочего тела, называют **технической** (или **располагаемой**) **работой**.

Работа, затраченная на привод компрессора



при адиабатном сжатии, $|l_{сж\alpha}| = \text{пл. } a12b$

при изотермическом сжатии $|l_{сж\tau}| = \text{пл. } a12'b$

$$|l_{сж\alpha}| > |l_{сж\tau}|$$

$$p_1 v_1^n = p v^n; \quad v = v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/n}$$

$$l_{n1-2''} = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right]$$

термодинамический анализ

