

Движущееся по каналу рабочее тело или вещество называется **потоком**.

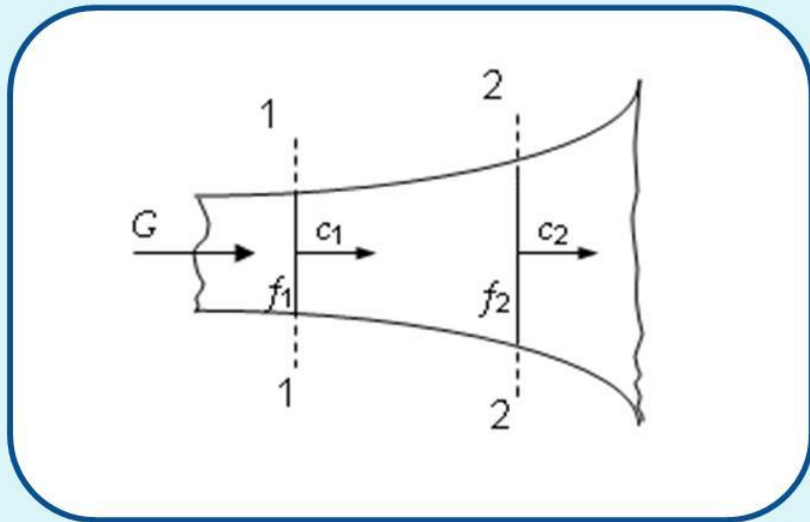
Процесс движения рабочего тела или вещества по каналу называется **истечением**.

Для характеристики потока, кроме термодинамических параметров (p , v , T и т.д.), необходимо знать скорость его движения – с метр на секунду и массовый расход - G килограмм на секунду.

Допущения, принятые в технической термодинамике при изучении процессов истечения:

- При изучении потоков газов и жидкостей будем рассматривать их как сплошную среду. Это правомерно, поскольку расстояние между молекулами и длина их свободного пробега несоизмеримо малы по сравнению с размерами каналов, в которых движется вещество;
- Будем рассматривать только установившийся – стационарный режим истечения, когда все параметры и скорость газа или жидкости остаются неизменными в каждой точке пространства канала;

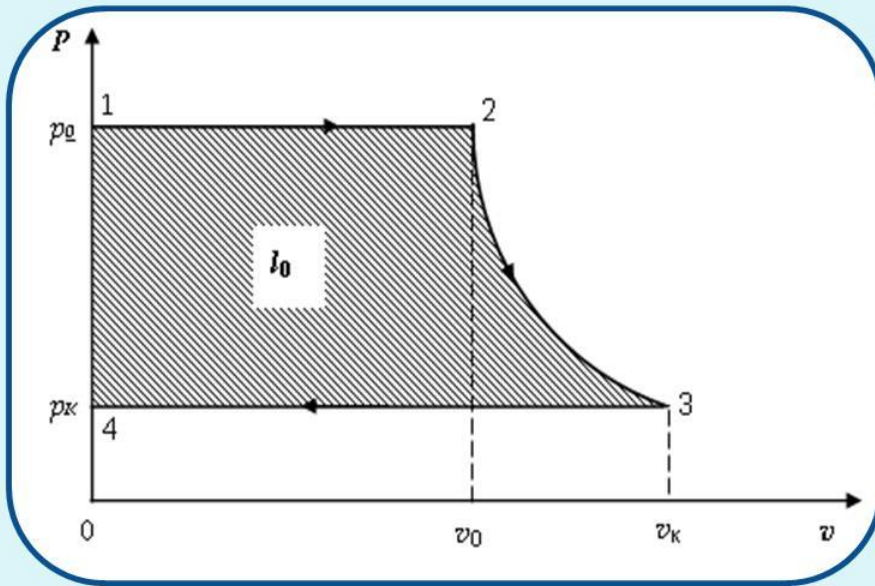
Уравнение неразрывности



$$G = \frac{M}{\tau} = \left| \tau - \text{время пребывания} \right| =$$
$$= \frac{\rho V}{\tau} = \frac{\rho f x}{\tau} = \left| \frac{x}{\tau} = c \right| = \rho f c$$
$$G = f_1 c_1 \rho_1 = f_1 c_1 / v_1 = f_2 c_2 / v_2 = \text{const}$$

уравнениями сплошности или неразрывности потока

Располагаемая работа.



Процесс под действием поршня.
Площадь под процессом 1-2 в p, v -
диаграмме соответствует работе.

Работа $p_0 \cdot v_0$ совершается за счет
внешних сил и носит названия **работы
проталкивания (>0)**.

$l = \int_{v_0}^{v_k} p dv$ - положительная работа
изменения объема.
 $(-p_k \cdot v_k)$ - работа проталкивания (<0).

$$l_0 = p_0 v_0 + \int_{v_0}^{v_k} p dv - p_k v_k$$

Сумма работ проталкивания, взятая с обратным знаком, называют
внешней работой $l^* = p_k v_k - p_0 v_0$

$$l_0 = l - l^*$$

Работа l_0 получила название **работы изменения давления в потоке или
располагаемой работы**, последнее относится только к обратимым
процессам.

$$l = q - (u_{\kappa} - u_0)$$

$$l_o = l - l^* = q - (u_{\kappa} - u_0) - (p_{\kappa}v_{\kappa} - p_0v_0) = (u_0 + p_0v_0) - (u_{\kappa} + p_{\kappa}v_{\kappa}) + q = h_0 - h_{\kappa} + q$$

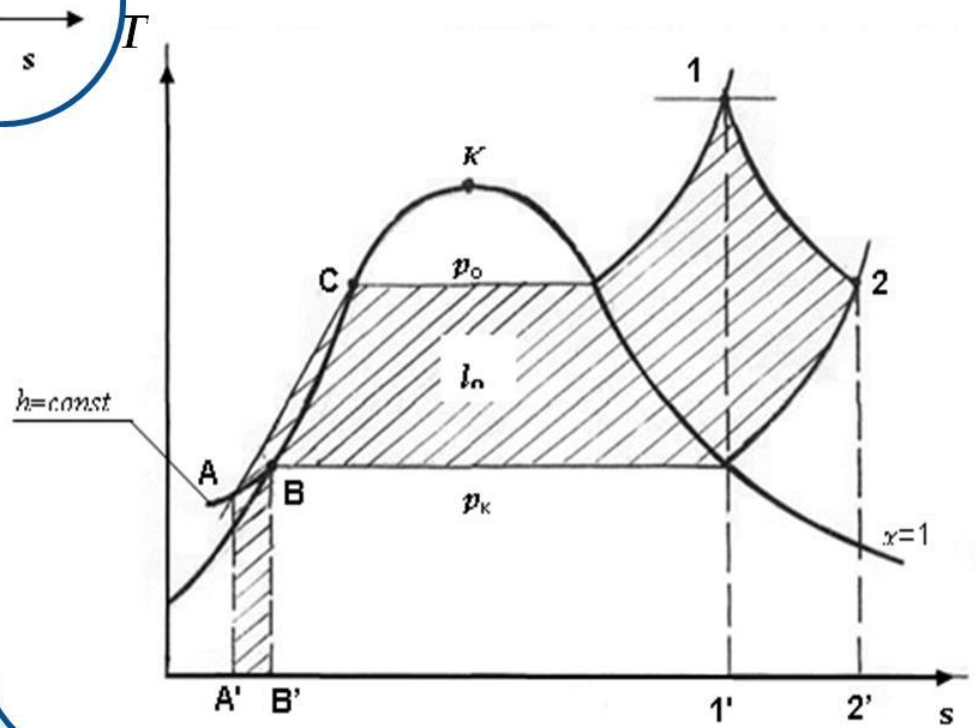
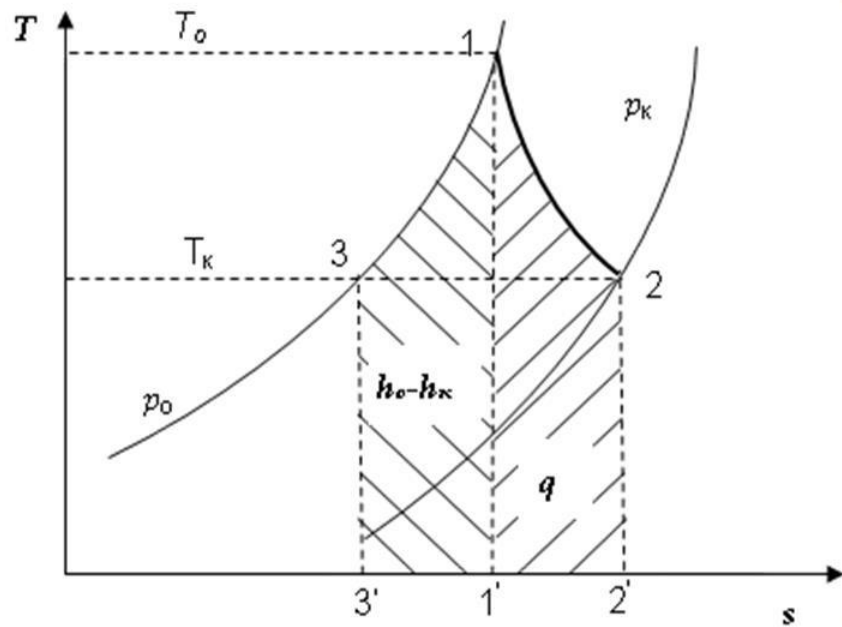
$$dq = dh - vdp$$

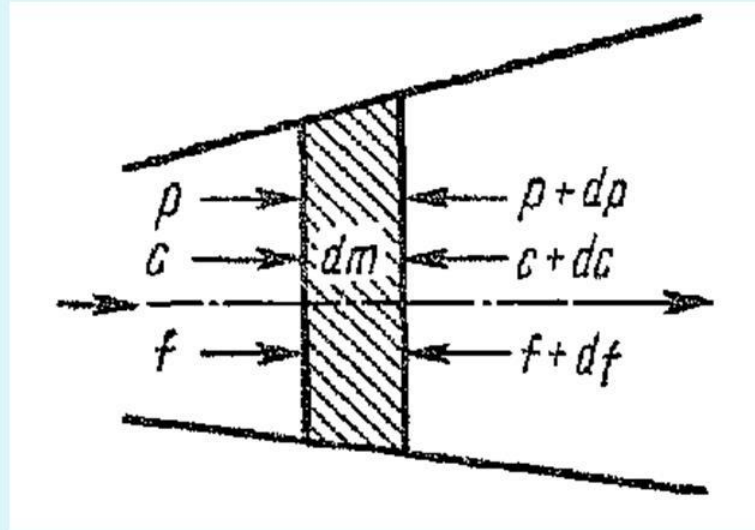
$$\delta l_o = -dh + \delta q = -dh + (dh - vdp) = -vdp$$

Работа изменения давления в потоке возможна только при наличии разности давлений $dp \neq 0$, отсюда и появилось её название.

В p, v - диаграмме для *обратимых процессов* работа изменения давления в потоке (она же располагаемая работа) есть площадь под процессом в проекции на ось давлений

$$l_o = \int_{p_0}^{p_{\kappa}} -vdp$$





Тело массой dm совершило работу $= [(p + dp)(f + df)(c + dc) - pfc] d\tau =$
 $| \text{пренебрегая малыми второго порядка} | =$
 $= pfdc + pcdf + cfdp = pd(fc) + (cf)dp = d[p(fc)] = d(pV)$

$d(pV)$ -работа проталкивания

$$\delta l = d(pv) + \delta l_{\text{техническая}} + \delta l_{\text{трения}}$$

$$\delta q = du + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + gdz + d(pv) + \delta l_{\text{техническая}} + \delta l_{\text{трения}}$$

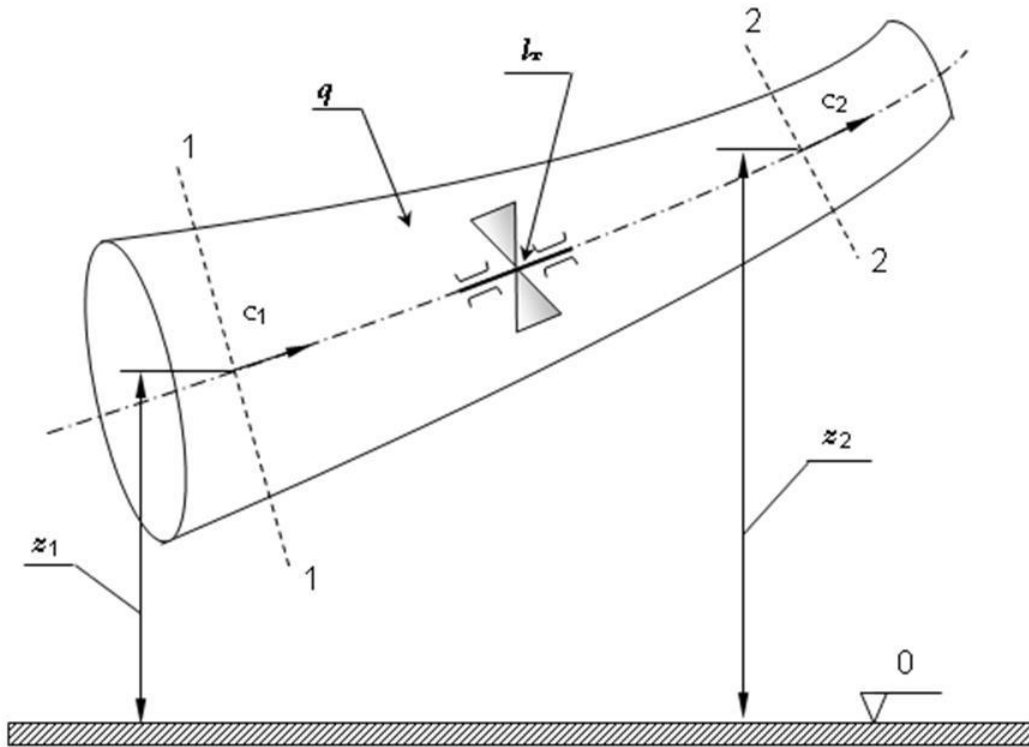
Работа расширения трансформируется в кинетическую энергию, но не вся.

Так как поток надо еще протолкнуть (что бы движение все-таки было).

Разность между расширением и работой проталкивания, идущая на увеличение кинетической энергии называется *располагаемой работой*

$$\delta l^0 = d\left(\frac{c^2}{2}\right) = \delta w - \delta l^* = pdv - d(pv) = -vdp = \delta q - dh$$

Уравнение первого закона термодинамики для потока



Изменение полной энергии

$$e_2 - e_1 = q - l_T$$

$$e_i = e_i^{\text{внешняя}} + e_i^{\text{внутренняя}}$$

$$e_1^{\text{внешняя}} = gz_1 + \frac{c_1^2}{2}$$

$$e_2^{\text{внешняя}} = \frac{c_2^2}{2} + gz_2$$

$$e_1^{\text{внутренняя}} = u_1$$

$$e_2^{\text{внутренняя}} = u_2$$

Было $l_0 = h_1 - h_2 + q$

Теперь располагаемая работа идет еще на изменение полной энергии, совершение внешней работы ($l^* = p_2 v_2 - p_1 v_1$) и технической работы

$$(u_2 + p_2 v_2 + gz_2 + \frac{c_2^2}{2}) - (u_1 + p_1 v_1 + gz_1 + \frac{c_1^2}{2}) = q - l_T$$

$$dh + gdz + cdc = \delta q - \delta l_T$$

Сопло - техническое устройство (специально спроектированный закрытый канал), служащее для разгона жидкости или газа и придания потоку заданного направления.

Конфузор — (от лат. confundo вливаю, смешиваю, распределяю) сужающаяся спроектированная часть канала (трубы), в котором дозвуковая скорость газа (жидкости) возрастает в результате преобразования потенциальную энергию в кинетическую.

Диффузор - в часть канала (трубы), в которой происходят замедление (расширение) потока и возрастание давления (в аэрогидродинамике).

$$\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = -\frac{1}{\rho_{\text{несжимаемой}}} (p_2 - p_1)$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho_{\text{несжимаемой}}} + c_1^2}$$

$$dh + gdz + cdc = \delta q - \delta l_{\tau} - \delta l_{\text{трения}}$$

$$-\delta l_{\text{трения}} = \delta q_{\text{трения}}$$

$$\delta q = \delta q_{\text{внешняя}} + \delta q_{\text{трения}}$$

$$dh + gdz + cdc = \delta q_{\text{внешняя}} - \delta l_{\tau}$$

$$\delta l_{\tau} = 0 \quad gdz = 0 \quad \delta q_{\text{внешняя}} = 0$$

$$dh + cdc = 0$$

$$\left. \begin{array}{l} -dh = cdc \\ \delta q = dh - vdp \end{array} \right\} cdc = -vdp$$

$$G = \text{const} = \rho f c$$

$$c_2 = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{f_1}{f_2} c_1 = \left| \rho_1 = \rho_2 = \rho_{\text{несжимаемая}} \right| = \frac{f_1}{f_2} c_1$$

Эффекты сжимаемости проявляются при скоростях >20% от скорости звука

$$a = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

В 1687 г. Ньютон посчитал, что процесс изотермический, и определил

$$a_T = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T} = \sqrt{\frac{p}{\rho}} = \sqrt{RT}$$

Однако прямые измерения показали реальное превышение измеренной скорости на 20% относительно рассчитанной по формуле Ньютона.

Исправил – П. Лаплас. Скорости высокие и теплообмен между зонами повышения давления и разрежения не успевают произойти (изэнтропический).

$$a_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} = \sqrt{-v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s} \text{ – термодинамическая скорость звука}$$

(скорость звука с нулевой частотой - при высоких частотах неизэнтропичность приводит к заметным отклонениям)

$$\text{для идеального газа } a_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} = \sqrt{k \frac{p}{\rho}} = \sqrt{kRT}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s \Leftrightarrow \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s \text{ – адиабатическая сжимаемость вещества}$$

$$\mu = -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \text{ – коэффициент изотермической сжимаемости}$$

Давление 98 кПа = 1 кгс/см²

Водяной пар (100°C) $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = -1.259 \cdot 10^{-5} \text{ м}^4 \cdot \text{с}^2 / \text{кг}^2 \Rightarrow a = 471 \text{ м/с}$

Вода (20°C) $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = -4.434 \cdot 10^{-13} \text{ м}^4 \cdot \text{с}^2 / \text{кг}^2 \Rightarrow a = 1505 \text{ м/с}$

Железо (20°C) $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = -6.14 \cdot 10^{-16} \text{ м}^4 \cdot \text{с}^2 / \text{кг}^2 \Rightarrow a = 5130 \text{ м/с}$

Абсолютно несжимаемое тело: $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = 0 \Rightarrow a \rightarrow \infty$

Связь параметров в сжимаемом адиабатическом потоке

$$G = \text{const} = \rho f c = \frac{f c}{v}, M - \text{число Маха-Майевского}$$

$$\frac{df}{f} = (M^2 - 1) \frac{dc}{c}$$

Изэнтропическое истечение газов (идеальных)

$$G = \text{const}; h_0 = h + \frac{c^2}{2} = \text{const} - \text{энтальпия торможения};$$

$$p = \rho R T; \frac{p}{\rho^k} = \text{const}.$$

$$c = \sqrt{2(h_0 - h)} = \sqrt{2c_p(T_0 - T)} = \sqrt{2 \frac{kR}{k-1}(T_0 - T)} = \sqrt{\frac{2kRT_0}{k-1} \left(1 - \frac{T}{T_0}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

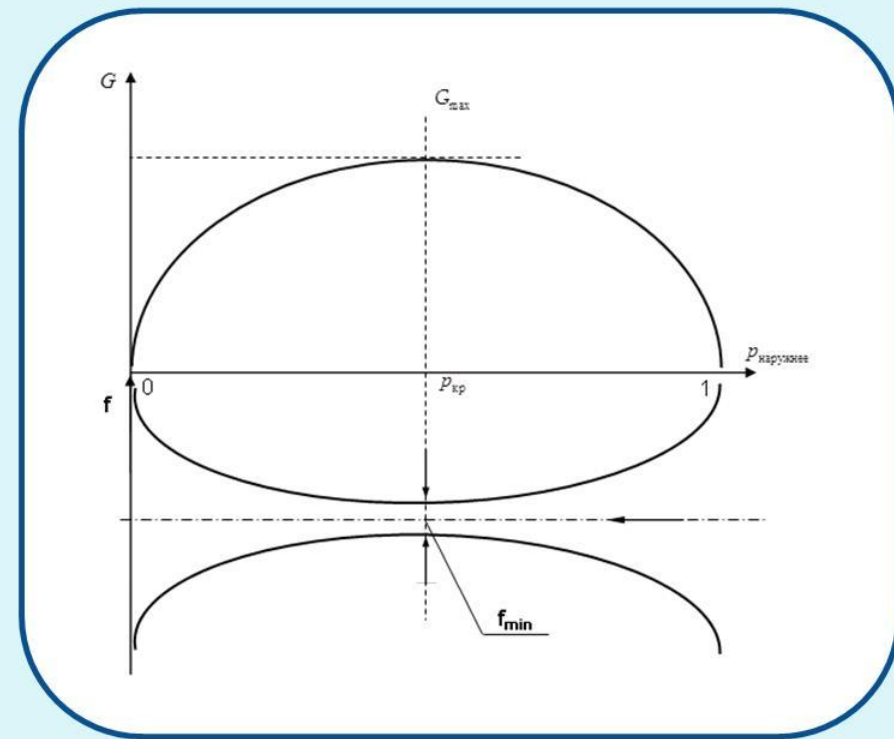
$$h_0 = c_p T_0 = c_p T + \frac{c^2}{2} \Rightarrow T_0 = T \left(1 + \frac{c^2}{2c_p T}\right) = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)$$

$$G = \rho \cdot f \cdot c = \left| \rho = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} \right| = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} f \cdot c = f \cdot \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 \rho_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

$$T_0 = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)$$

$$M = 1$$

$$\frac{T}{T_0} = \frac{2}{k+1}$$



$$\frac{dG}{dp} = 0$$

$$\left(\frac{p_{кр}}{p_0} \right)^{\frac{1-k}{k}} = \frac{k+1}{2} \Rightarrow \beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_0} = \left(\frac{k+1}{2} \right)^{-\frac{k}{k-1}}$$

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

Для удобства анализа вводится сечение, где $c_0 = 0$.
 Параметры в данном сечении ($c_0, a_0, p_0, T_0, v_0, h_0$) называют *параметрами торможения*.

В минимальном сечении сопла скорость потока равна местной скорости звука.

Ее и все параметры называют *критическими*:

$c_{кр} = a, p = p_{кр}, T = T_{кр}, v = v_{кр}$. Для идеального газа:

$$T_{кр} = \frac{2}{k+1} T_0$$

$$p_{кр} = \beta_{кр} p_0 = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} p_0$$

$$c_{кр} = a = \sqrt{kRT_{кр}}$$

$$v_{кр} = \frac{RT_{кр}}{p_{кр}} = v_0 \beta_{кр}^{\frac{1}{k}}$$

Для одноатомного идеального газа

$$k = 1,67; \quad \beta_{кр} = 0,484.$$

Для двухатомного идеального газа

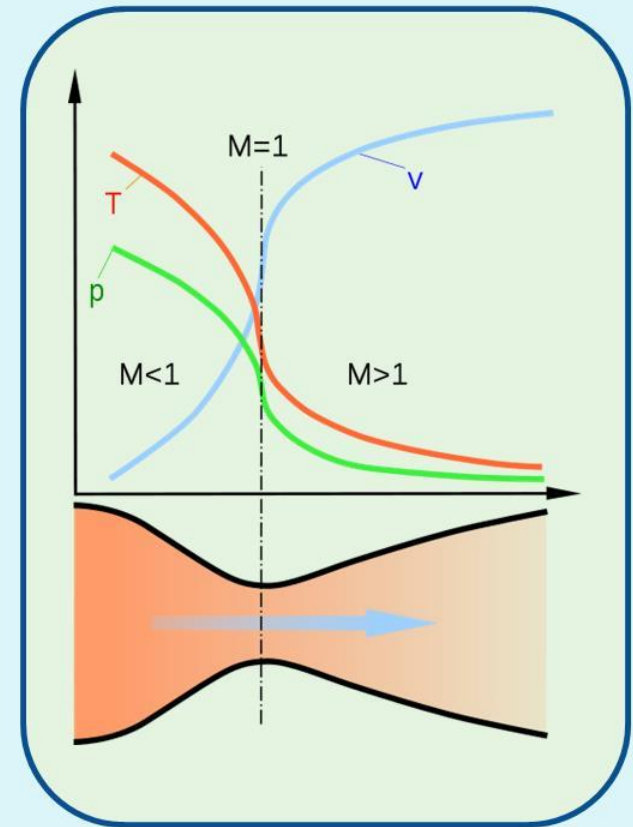
$$k = 1,40; \quad \beta_{кр} = 0,528.$$

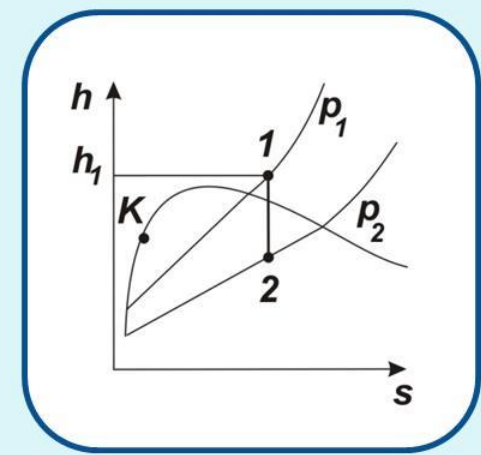
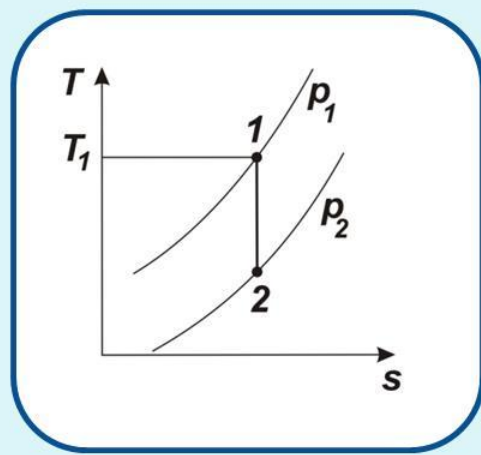
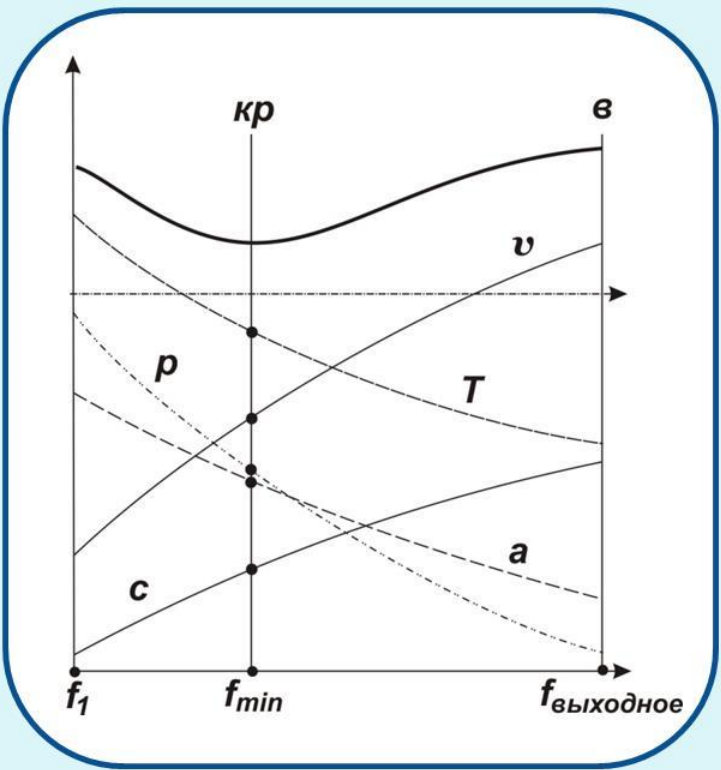
Для трёх и более атомного идеального газа

$$k = 1,29; \quad \beta_{кр} = 0,546.$$

Для водяного пара принимается

$$k = 1,3; \quad \beta_{кр} = 0,55.$$





$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2} = \sqrt{2(h_0 - h_2)}$$

$$s_2 = s_1 = s_0$$

$$x = \frac{s - s'}{s'' - s'}$$

$$\frac{p_H}{p_0} = \beta, \quad \frac{p_{кр}}{p_0} = \beta_{кр}$$

Суживающееся сопло:

Дозвуковой

$$\beta > \beta_{кр} \quad (p_H > p_{кр}) \Rightarrow p_B = p_H$$

Звуковой

$$\beta \leq \beta_{кр} \quad (p_H \leq p_{кр}) \Rightarrow p_B = p_{кр}$$

Сопло Лавая:

Дозвуковой нерасчетный режим

$$\beta > \beta_{кр} \quad (p_H > p_{кр}) \Rightarrow p_{min} = p_H$$

Сверхзвуковой

$$\beta \leq \beta_{кр} \quad (p_H \leq p_{кр}) \Rightarrow p_{min} = p_{кр}; p_B \leq p_H$$

$$\alpha \approx 14^\circ \div 15^\circ$$

Учет трения

$$\varphi = \frac{c_d}{c_{\text{идеал}}}$$

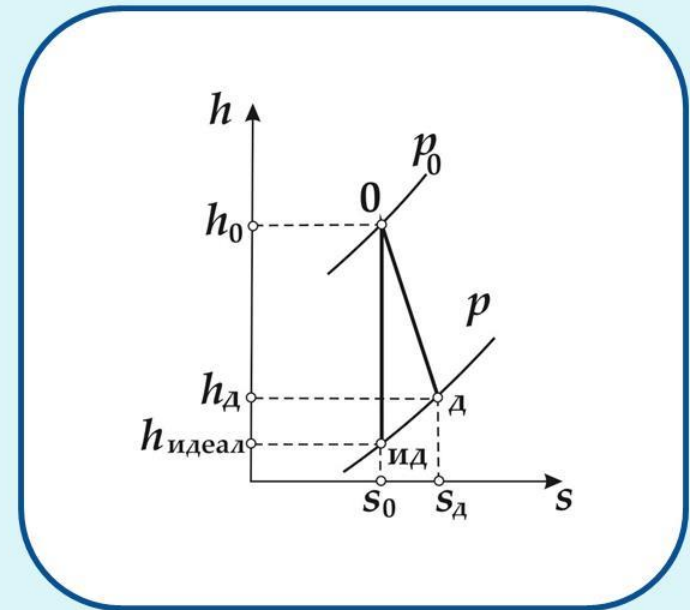
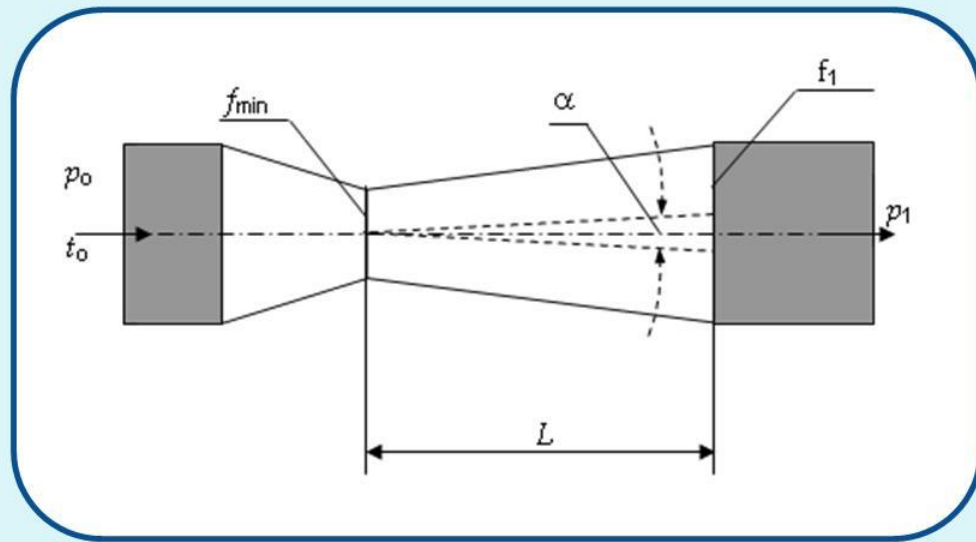
$$\xi = \frac{h_d - h_{\text{идеал}}}{h_0 - h_{\text{идеал}}} = \frac{\Delta e_{\text{потерь кинетической энергии}}}{h_0 - h_{\text{идеал}}}$$

$$\Delta e_{\text{потерь кинетической энергии}} = \frac{c_{\text{идеал}}^2 - c_d^2}{2} \quad \left. \vphantom{\Delta e_{\text{потерь кинетической энергии}}} \right\} \xi = 1 - \varphi^2$$

$$h_0 - h_{\text{идеал}} = \frac{c_{\text{идеал}}^2}{2}$$

$$h_d = h_{\text{идеал}} + \xi \cdot (h_0 - h_{\text{идеал}})$$

Вводится коэффициент расхода $\mu = \frac{G_d}{G_{\text{идеал}}}$



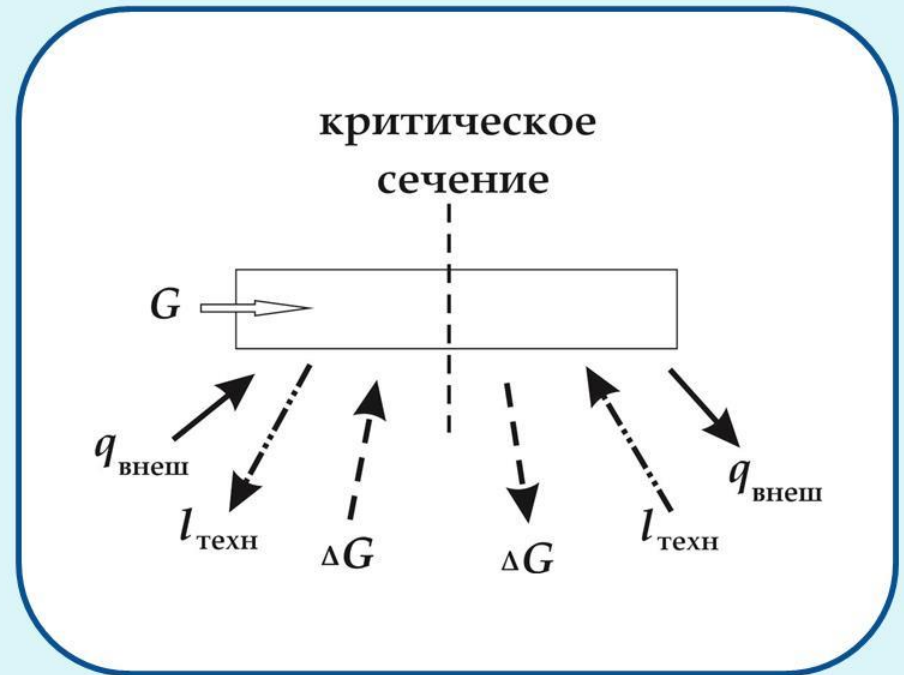
Общий случай переход через звуковую скорость.
Закон обращения воздействий.

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = \frac{df}{f} - \frac{1}{vc_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dq_{\text{внеш}} - \frac{1}{a^2} dl_{\text{техн}} - \left[\frac{1}{vc_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + \frac{1}{a^2} \right] dl_{\text{трех}} - \frac{g}{a^2} dz$$

Тепловое сопло с $q_{\text{внеш}}$

Механическое сопло с $l_{\text{техн}}$

Расходное сопло: $(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = -\frac{dG}{G}$



Дросселирование. Эффект Джоуля–Томсона.

Эффект необратимого падения давления струи рабочего тела в процессе протекания через местное сопротивление (резкое сужения канала, поворот и т.п.) без совершения полезной (технической, внешней) работы называется **дросселированием**, или **мятием** потока.

Падение давления за местным сопротивлением обусловлено диссипацией энергии потока, расходуемой на преодоление этого местного сопротивления.

Рассматривается процесс течения газа (жидкости) через трубу, имеющую местное сопротивление, а сечение трубы до и после диафрагмы - одинаковое.

Скорость потока до и после диафрагмы считаем пренебрежимо малой (рассматривается существенно дозвуковой поток) по сравнению с энтальпией.

И изменением значения кинетической энергии потока по сравнению с его энтальпией можно пренебречь.

$$h = c_p T \approx \left(\underbrace{8.5 \cdot 10^2}_{\text{CO}_2} \div \underbrace{1.5 \cdot 10^4}_{\text{H}_2} \right) \cdot (300 \div 10^3) \approx (10^5 \div 10^7) \text{ – для газов}$$

$$h \approx (10^5 \div 10^6) \text{ – из таблиц для параметров воды и водяного пара}$$

Сравним с энтальпией значения кинетической энергии для газов обладают потоки со скоростями > 100 м/с и более. Эти случаи – не дросселирование. Для жидкостей из-за несжимаемости скорость при постоянном сечении постоянна.

Рассмотрим процесс:

Адиабатный

(не успевает обмениваться)

На одной высоте

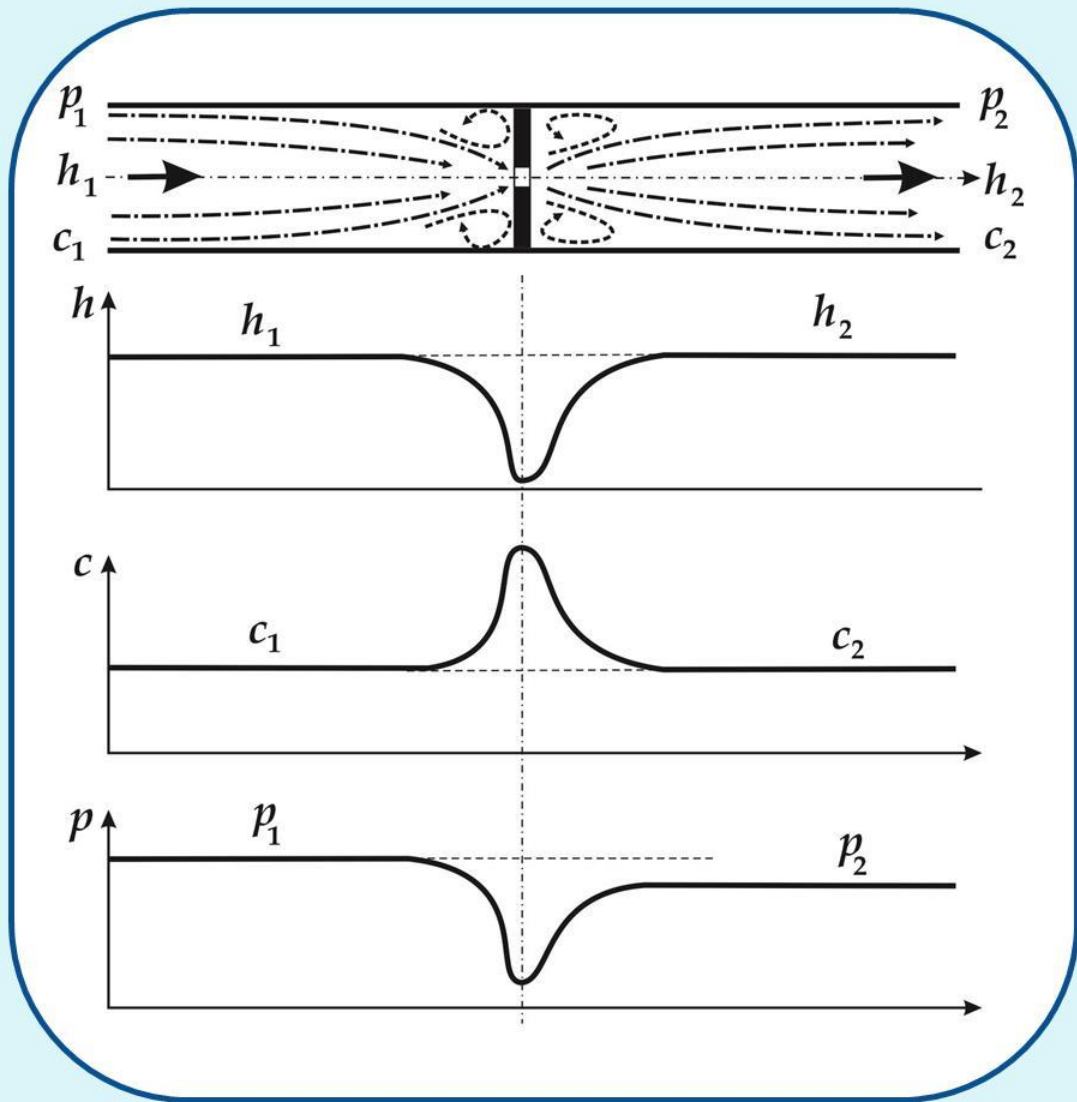
(малая протяженность).

Для конечных разностей

(после выравнивания)

$$\Delta h + g \underbrace{\Delta z}_{\approx 0} + \underbrace{\Delta \frac{c^2}{2}}_{\approx 0} = \underbrace{\Delta q}_{\approx 0 \text{ (внешняя)}} - \underbrace{\Delta l}_{\approx 0 \text{ (Т)}}$$

$$h_1 = h_2$$



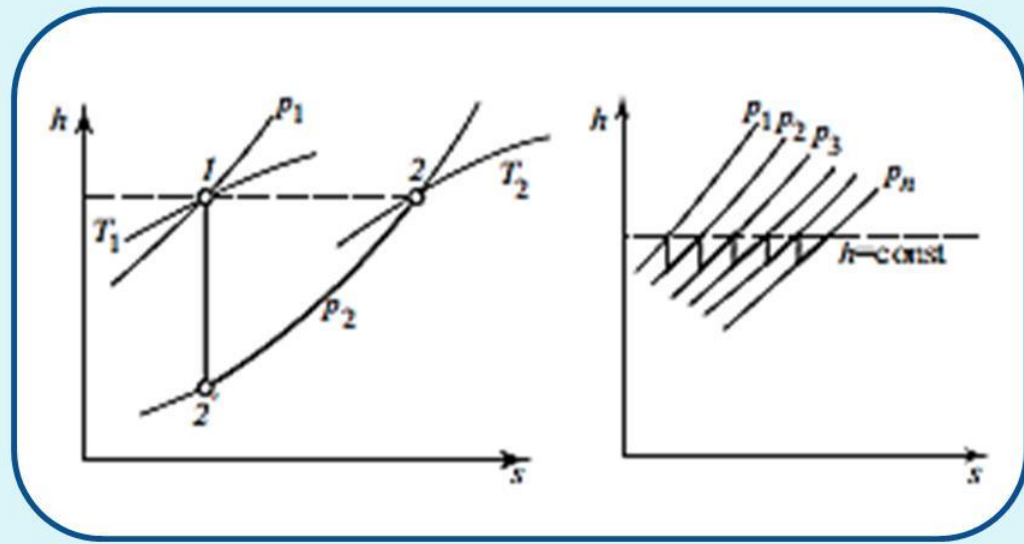
Поток за счет энтальпии производит работу по преодолению сопротивления.

$$-\Delta l_{\text{сопротивления преграды}} = \Delta q_{\text{сопротивления преграды}}$$

Теплота возвращается в поток и делает изменение энтальпии нулевым.

Невозможно представить обратный процесс – стационарный поток через местное сопротивление из зоны **низкого** давления в зону **высокого** давления.

В отличие от движения по соплу – там можно представить затекание в такое же сопло вплоть до **полной остановки**.



Поскольку процесс дросселирования явно необратим, энтропия газа (жидкости) в процессе дросселирования возрастает.

$$s(h, p_2) - s(h, p_1) = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_h dp = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{v}{T} dp$$

$$dh = Tds + vdp = c_p dT + \left[-T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + v \right] dp = 0$$

$$\alpha_h = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} \Rightarrow \text{для идеального газа } \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{v}{T} \Rightarrow \alpha_h = 0$$

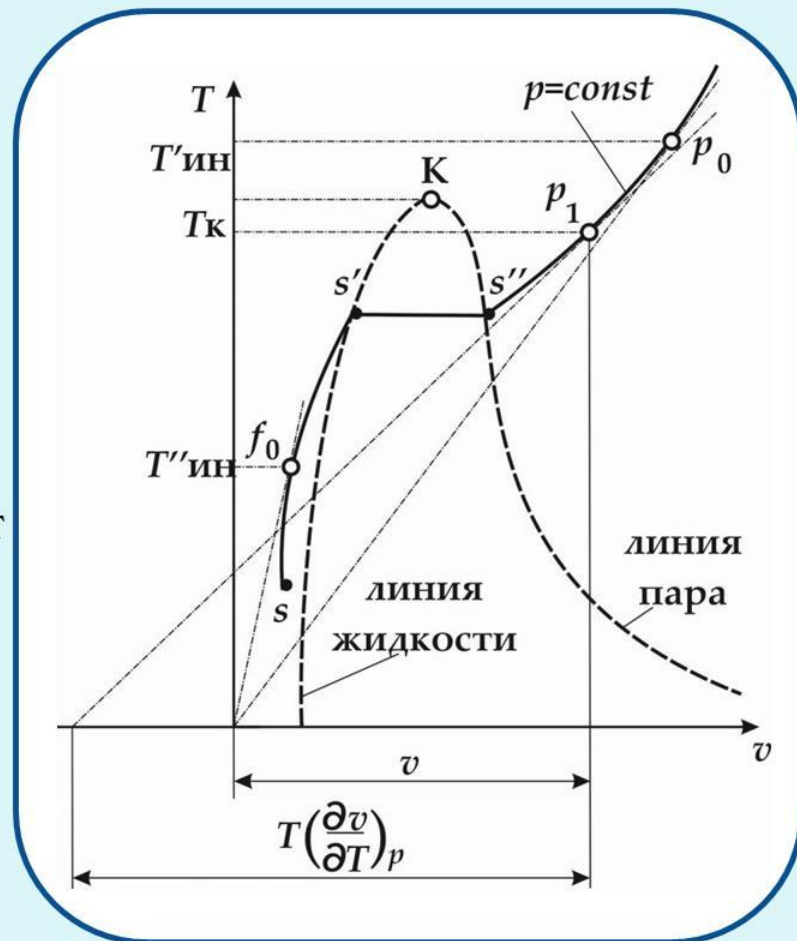
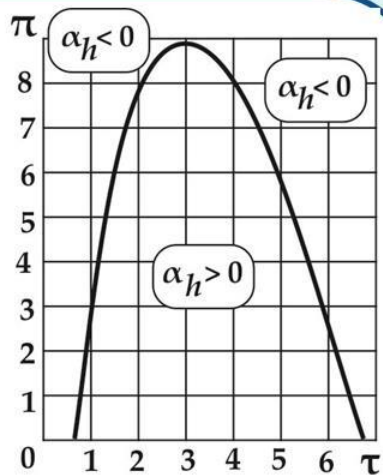
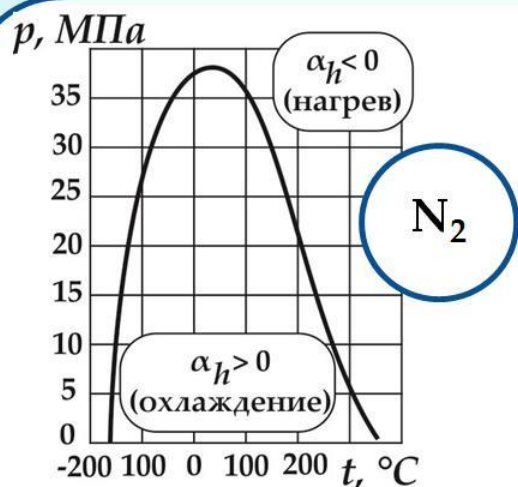
Коэффициент адиабатного дросселирования ИЛИ дифференциальный дроссель - эффект

Джоулем и Томсоном
в 1852 году

$$\alpha_h = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p}; \quad f(p, v, T) = 0 \text{ (Ур. сост.)}$$

$$c_p > 0 \Rightarrow \text{знак } \alpha_h \text{ определяется } T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v$$

$$\Delta T = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_h dp - \text{интегральный дроссель-эффект}$$



$\alpha_h = 0$ - точка инверсии

Точку максимума кривой инверсии называют критической точкой инверсии.

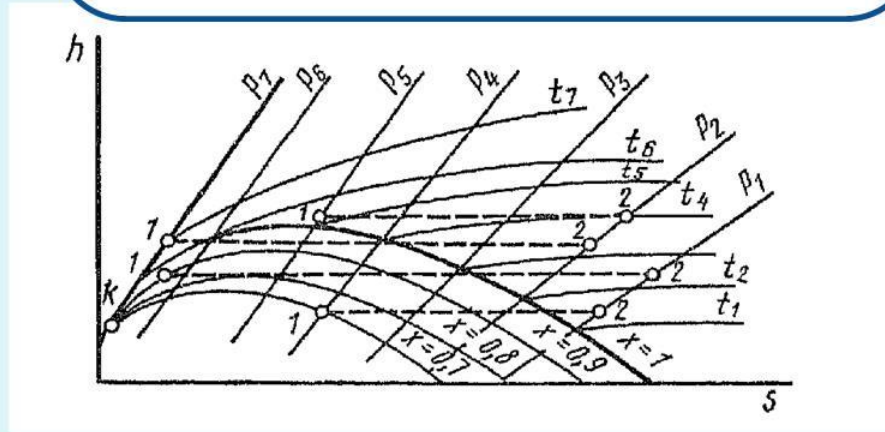
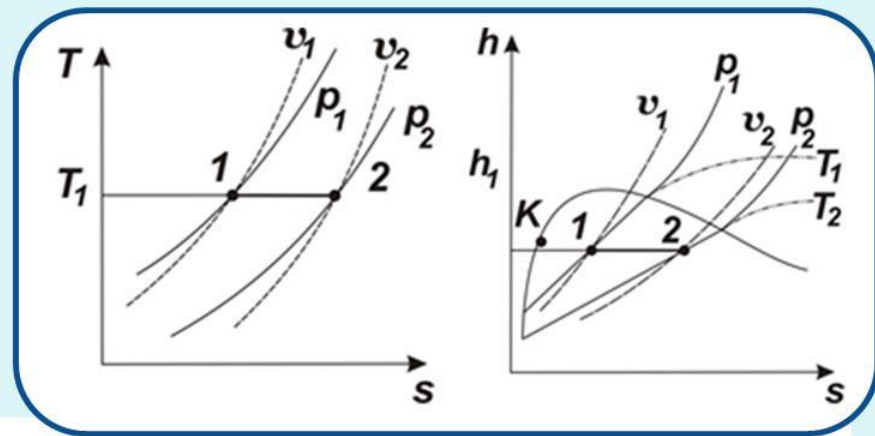
Как показывают расчеты, для ван-дер-ваальсова газа параметры критической точки инверсии таковы:

$$p_{и} = 9p_{кр}; T_{и} = 3T_{кр}; v_{и} = v_{кр};$$

Как показывают расчеты, для ван-дер-ваальсова газа.

Для реальных правая точка достаточно точно.

$$T_A = 6.75 \cdot T_{кр}; T_B = 0.75 \cdot T_{кр}; \quad \Delta$$



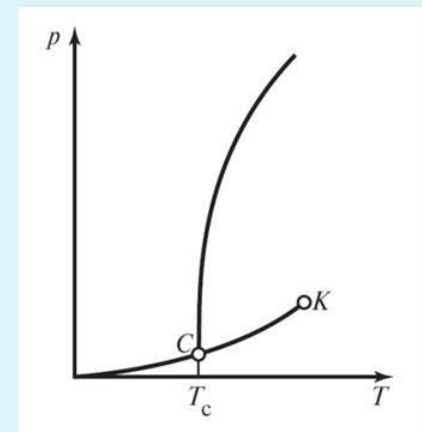
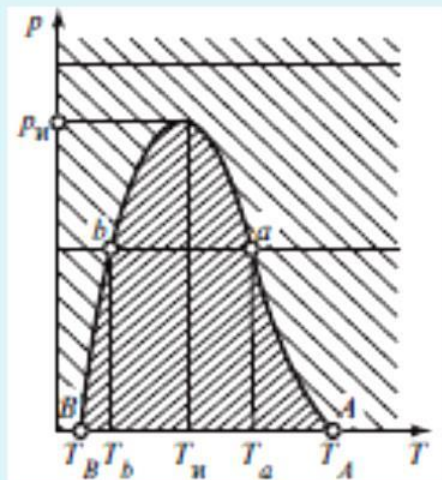
Левая упирается в область насыщения В → С. Для воды $T_C=235^\circ\text{C}$.

Для влажного пара изоэнтальпы, изохоры
изоэнтропы – одинаковы для pT диаграмм

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h^{\text{дф}} = \frac{dT}{dp} = \alpha_h^{\text{дф}} > 0$$

Для влажного пара при дросселировании
охлаждение.

В → С



Анализ процесса дросселирования

Дросселирование характеризуется завихрениями потока, трением, т.е. промежуточные состояния неравновесны и имеют различные параметры по сечению канала и, строго говоря, их изобразить точно невозможно.

А - дросселирование при идеальном адиабатном истечении газа через перегородку с соплом и последующим торможением в объёме с постоянным давлением.

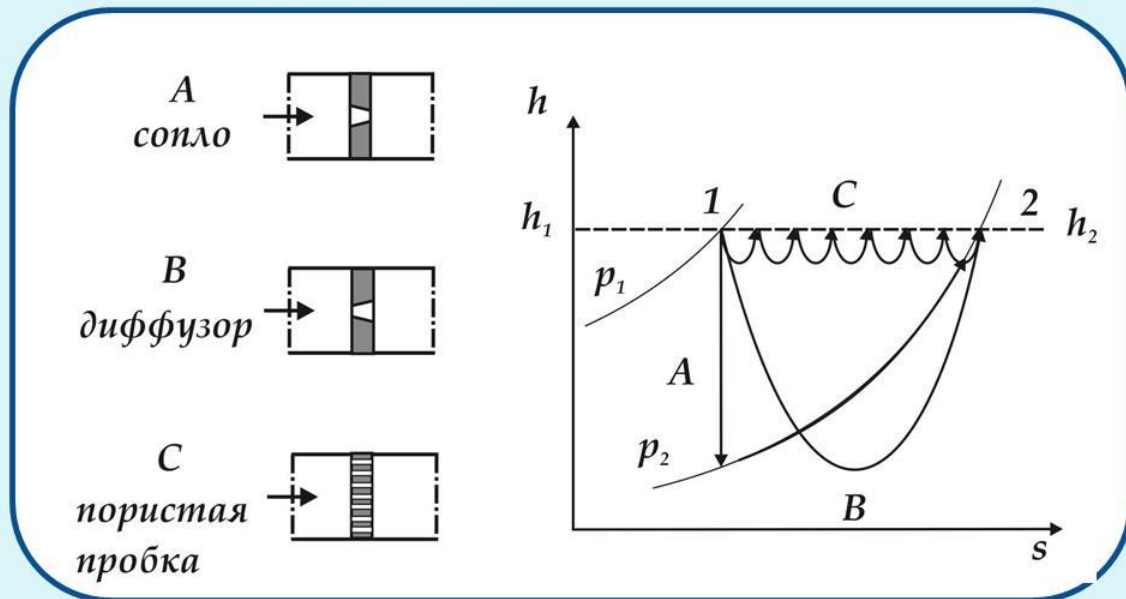
В - дросселирование через перегородку с диффузором отверстием в канале постоянного сечения. В этом процессе восстановление давления до p_2 идет за счет диффузорного эффекта от давления в самом узком сечении канала p_{\min} .

С - дросселирование (пилообразная линия) через пористую пробку (перегородка с множеством маленьких отверстий).

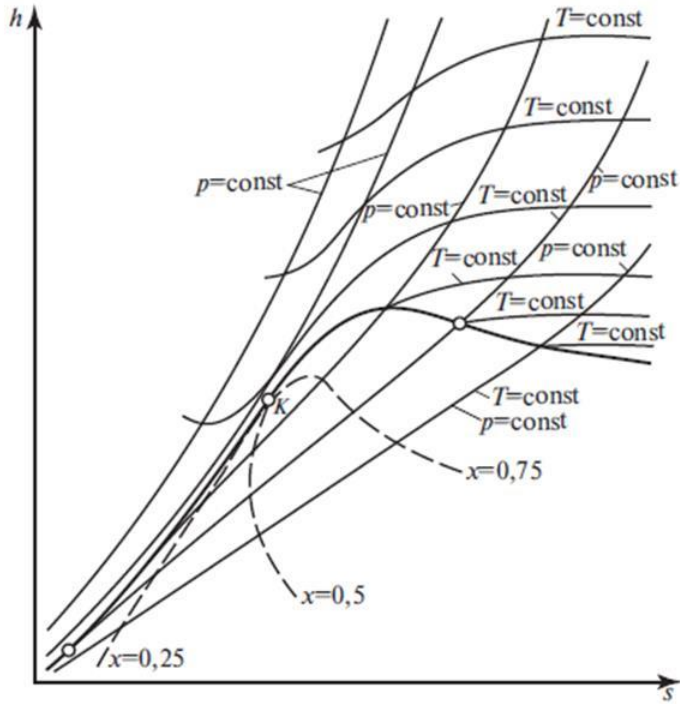
Переходные траектории этих процессов различны, так как они зависят от устройств, вызывающих дросселирование.

Однако эффект всех этих процессов одинаков:

снижают давление до одной и той же величины p_2 , а конечная энтальпия газа равна начальной.

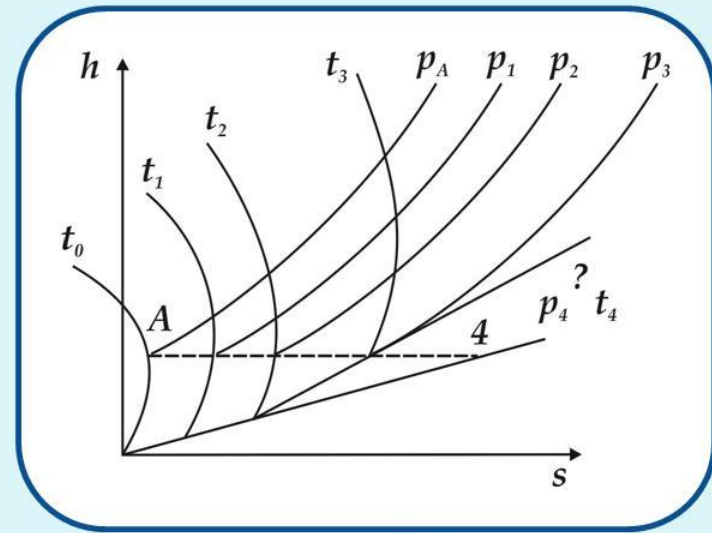


Адиабатное дросселирование жидкой фазы воды при высоком давлении и низкой температуре.

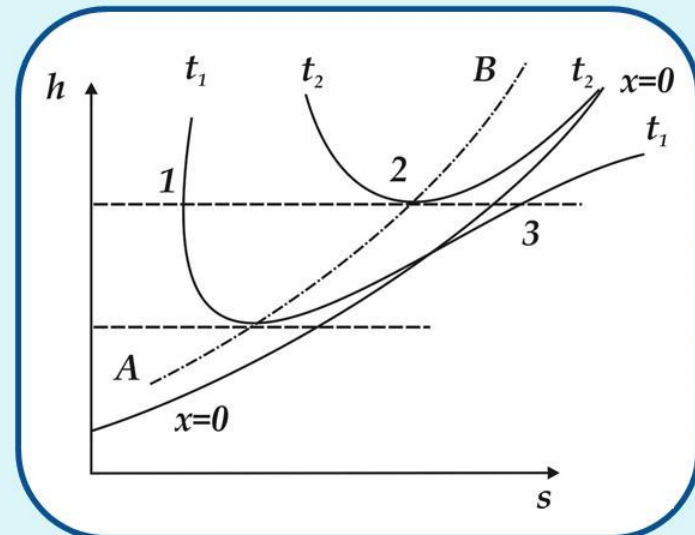


Адиабатное дросселирование жидкости в области высоких температур.

В этой области есть изотермический минимум для процессов дросселирования. В процессе дросселирования 1-2 температура повышается, на 2-3 понижается. В точке 2 изменение температуры при дросселировании меняет знак с положительного на отрицательный.



В точке А температура воды $t_0=0^{\circ}\text{C}$. В процессе дросселирования от точки А до точки 3, лежащей на $x=0$, температура жидкости повышается. В области влажного насыщенного пара (точка 4) температура понижается. На линии $x=0$ меняется знак дифференциального дроссель-эффекта. В точке 4 температура такая же, как в точке 2.



Изменение температуры реальных веществ в результате адиабатного дросселирования объясняется энергетическим взаимодействием молекул.

$$u_2 - u_1 = p_1 v_1 - p_2 v_2 = \Delta u_k + \Delta u_{\text{п}}$$

При снижении давления в этом процессе происходит увеличение объема, что приводит к увеличению расстояния между молекулами, а следовательно, и к увеличению потенциальной составляющей внутренней энергии гравитационного и межмолекулярного взаимодействия $\Delta u_{\text{п}} > 0$.

(для идеальных газов $\Delta u_{\text{п}} = 0$).


$$\Delta u_k = -(\Delta u_{\text{п}} + p_2 v_2 - p_1 v_1)$$


Для реальных газов и паров величина $(p_2 v_2 - p_1 v_1)$ или $(d(pv) / dp)_h$ характеризует их сжимаемость $-(dv / dp)_h$ по отношению к сжимаемости этих же идеальных газов.

При $(p_2 v_2 - p_1 v_1) > 0$ – сжимаемость реальных газов меньше, чем идеальных, $\Delta u_{\text{п}} > 0$, следовательно $\Delta u_k < 0$, и температура в процессе дросселирования уменьшается.

В обратном случае сжимаемость реальных газов больше, чем идеальных, следовательно возможны ситуации, когда температура в процессе дросселирования будет увеличиваться, уменьшаться и быть неизменной.

Эффективным способом охлаждения газов является процесс обратимого адиабатного, т.е. **изоэнтропного**, расширения (с отдачей внешней работы), представляет интерес сравнение этих двух способов охлаждения газов.

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp$$


$$\alpha_s = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p}{c_p} \Rightarrow \alpha_s - \alpha_h = \frac{v}{c_p}$$


$$\alpha_s > \alpha_h$$

Если энтропия растет, а давление падает, то объем растет

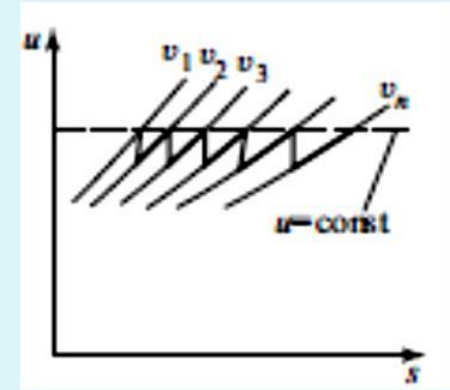
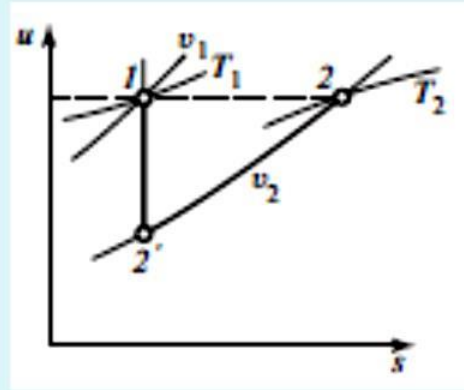
Адиабатное расширение реального газа в вакуум (процесс Джоуля)

$$\begin{aligned}\delta q &= du + \delta w = du + p dv = \\ &= du + 0 \cdot dv \\ du &= 0\end{aligned}$$

$$du = c_v dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u = \frac{p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v}{c_v}$$

$$T(u, v_2) - T(u, v_1) = \int_{v_1}^{v_2} \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u dv = \int_{v_1}^{v_2} \left(\frac{p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v}{c_v} \right) \cdot dv$$



Если энтропия растет, то пропорционально падает эксергия

Снижение температуры хорошо, при регулировании плохо – эксергия падает.