Лекция №6

Истечение из сопел. Дросселирование.

- Течение газа по всевозможным каналам широко распространено в технических системах. Прежде всего, следует понимать, что в отличие от неподвижного газа, где параметры одинаковы во всех точках объема, **параметры газа в потоке меняются в пространстве (течение трехмерное) и во времени (течение неустановившееся):**
- $p = f_1(x, y, z, \tau)$.
- $T = f_2(x, y, z, \tau)$. (1)
- $P = f_3(x, y, z, \tau)$.
- где x, y, z — координаты, τ — время, p — плотность вещества.
- Установившееся движение — это движение, при котором в каждой точке потока параметры не изменяются во времени. Система (1) в этом случае преобразуется:

$$p = f_1\,(x, y, z).$$
$$T = f_2\,(x, y, z). \quad (2)$$
$$\rho = f_3\,(x, y, z).$$

Вместе с тем, в каждой точке пространства в любой момент времени параметры газа в потоке связаны уравнением состояния

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

При течении идеального газа термодинамическое уравнение состояния удобние записывать в виде

$$p = \rho RT. \quad (3)$$

В достаточно большом случаев можно считать, что параметры потока изменяются только вдоль одной оси координат — вдоль направления движения. Такое течение называется одномерным. Для него (1)

$$\begin{aligned} p &= f_1(x,\tau). \\ T &= f_2(x,\tau). \qquad (3) \\ \rho &= f_3(x,\tau). \end{aligned}$$

Собственно для установившегося одномерного течения можно записать:

$$\begin{aligned} p &= f_1(x). \\ T &= f_2(x). \qquad (4) \\ \rho &= f_3(x). \end{aligned}$$

Для характеристики потока в каждой его точке используют также величину и направление скорости движения вещества. Совокупность точек, каждая из которых лежит па прямой, вдоль которой направлен вектор скорости предыдущей точки, образуют линию, получившую название линии тока. При установившемся движении потока линия тока совпадает с траекторией частицы вещества. Траектория частицы вещества представляет собой линию, изображающую путь частицы в пространстве.

Движение в потоке жидкой или газообразной частицы сложное: она участвует в поступательном и вращательном (вихревом) движениях, деформируется в процессе перемещения. **Если при этом изменяется объем частицы, имеет место течение сжимаемой среды, если же изменением объема можно пренебречь — несжимаемой. Поток вещества, в котором отсутствует вихревое движение, называется ламинарным, в противном случае — турбулентным.**

Характер движения зависит от ряда факторов, главными из которых являются: скорость потока, форма канала, вязкость среды. Вязкость вещества зависит от давления и в большей степени от температуры. Перечисленные факторы, обусловливающие характер движения потока, удалось объединить в один безразмерный комплекс, получивший название критерия числа Рейнольдса.

$$\mathrm{Re} = w\,x / \upsilon$$

где w, м/с, — скорость потока; υ, м/с^2 — коэффициент кинематической вязкости вещества; x, м, — характерный размер канала.

Критерий Рейнольдса удобен тем, что при переходе потока от ламинарного режима движения к турбулентному во всех случаях его величина остается постоянной ($Re_{Кр}$ — критическое значение критерия Рейнольдса). Данное обстоятельство позволяет делать обратное: по величине критерия судить о режиме движения потока.

Если $Re < Re_{Кр}$ — имеет место ламинарный режим,

$Re > Re_{Кр}$ — турбулентный.

Наиболее часто движение среды происходит без теплообмена с внешней средой и при отсутствии внутренних источников теплоты. **В этом случае имеет место адиабатное течение.**

Обратимое адиабатное течение —- обратимый процесс течения газа без теплообмена с внешней средой и отсутствия внутренних источников теплоты.

Обратимое адиабатное течение протекает только при отсутствии трения как внешнего (о стенки канала), так и внутреннего (о другие частицы вещества). Необратимое адиабатное течение — обратимый процесс течения газа без теплообмена с окружающей средой. Остановимся на рассмотрении одномерного установившегося, адиабатного течения сжимаемой газообразной среды, идеального газа.

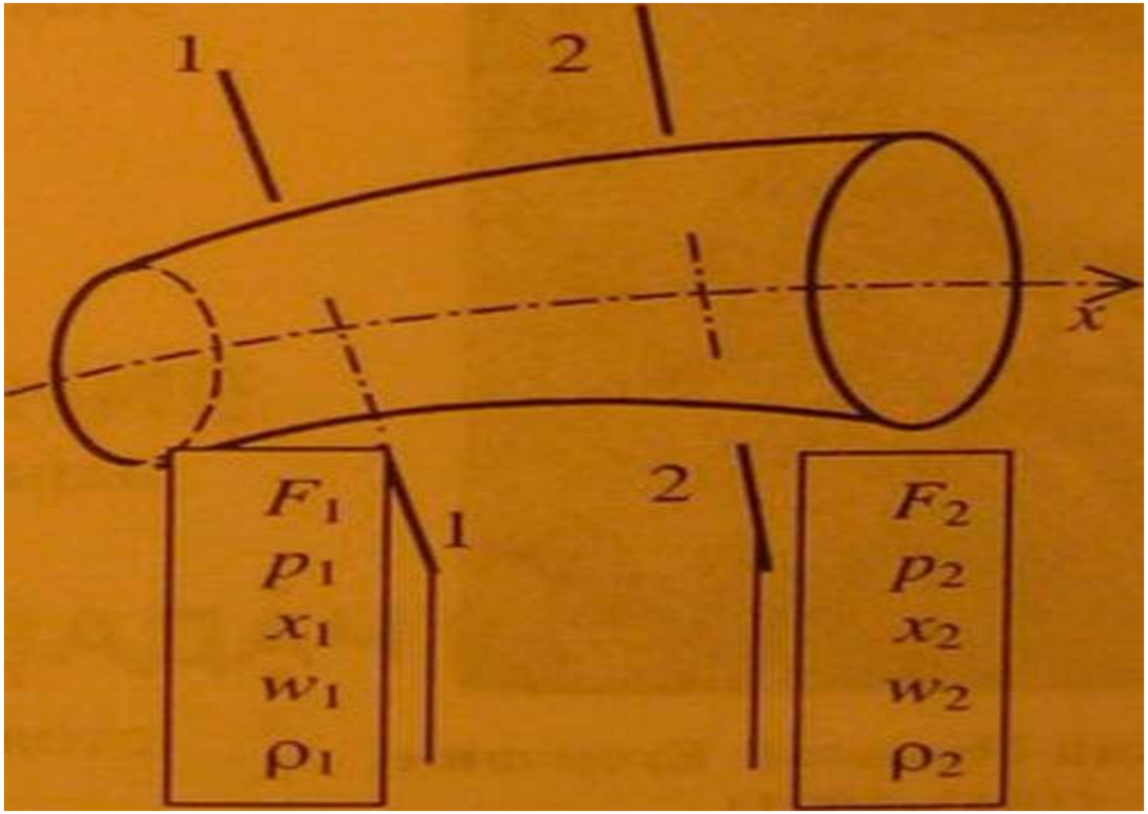
Основные уравнения одномерного установившегося, адиабатного течения газообразной среды идеального газа.

Закономерности течения одномерного, установившегося течения **описываются уравнениями**: состояния, неразрывности, импульсов, первого закона термодинамики, записанного применительно к потоку вещества.

Уравнение неразрывности (сплошности) отражает закон сохранения массы.

В случае изолированного, одномерного, установившегося потока через сечения 1-1 и 2-2 проходит одинаковое количество вещества G = const.

- В этом случае справедливы равенства, являющиеся уравнением неразрывности потока.
- $G = F_1 w_1 \rho_1 = F_2 w_2 \rho_2 = F_i w_i \rho_i = \text{const.}$



Для несжимаемой жидкости выполняется условие

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho_i$$

следовательно, уравнение неразрывности запишется как

$$F_1 w_1 = F_2 w_2 = F_i w_i = \mathrm{const.}$$

После некоторых преобразований уравнение неразрывности в дифференциальной форме для одномерного установившегося течения, изолированного потока можно записать.

$$(dF / F) + (dw / w) + (d\rho / \rho) = 0.$$

Уравнение импульсов

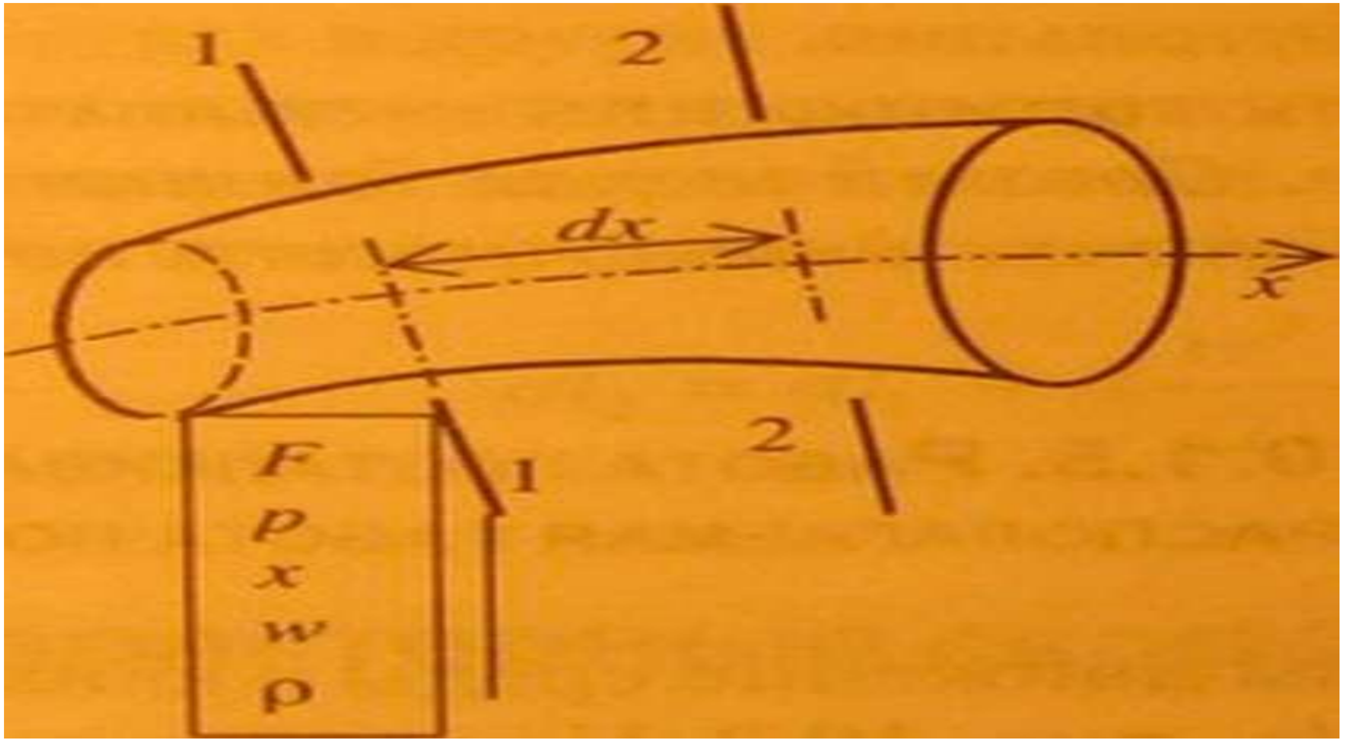
Уравнение импульсов (уравнение количества движения) для одномерного, установившегося, изолированного потока после некоторых математических преобразований запишется в следующим виде.

$$dp = -\rho w dw$$

или

$$dp = -\rho dw^2 / 2$$

К выводу уравнения импульсов работы проталкивания



Знак «минус» указывает на противоположные направления вектора градиента давления и вектора силы.
Из уравнения импульсов следует, что скорость потока нарастает ($dw > 0$) в направлении уменьшения давления
($dp < 0$). В случае несжимаемой жидкости ($\rho = const$, $dp = 0$) уравнение легко интегрируется.
Интегрирование дает зависимость, получившую название уравнения Бернулли

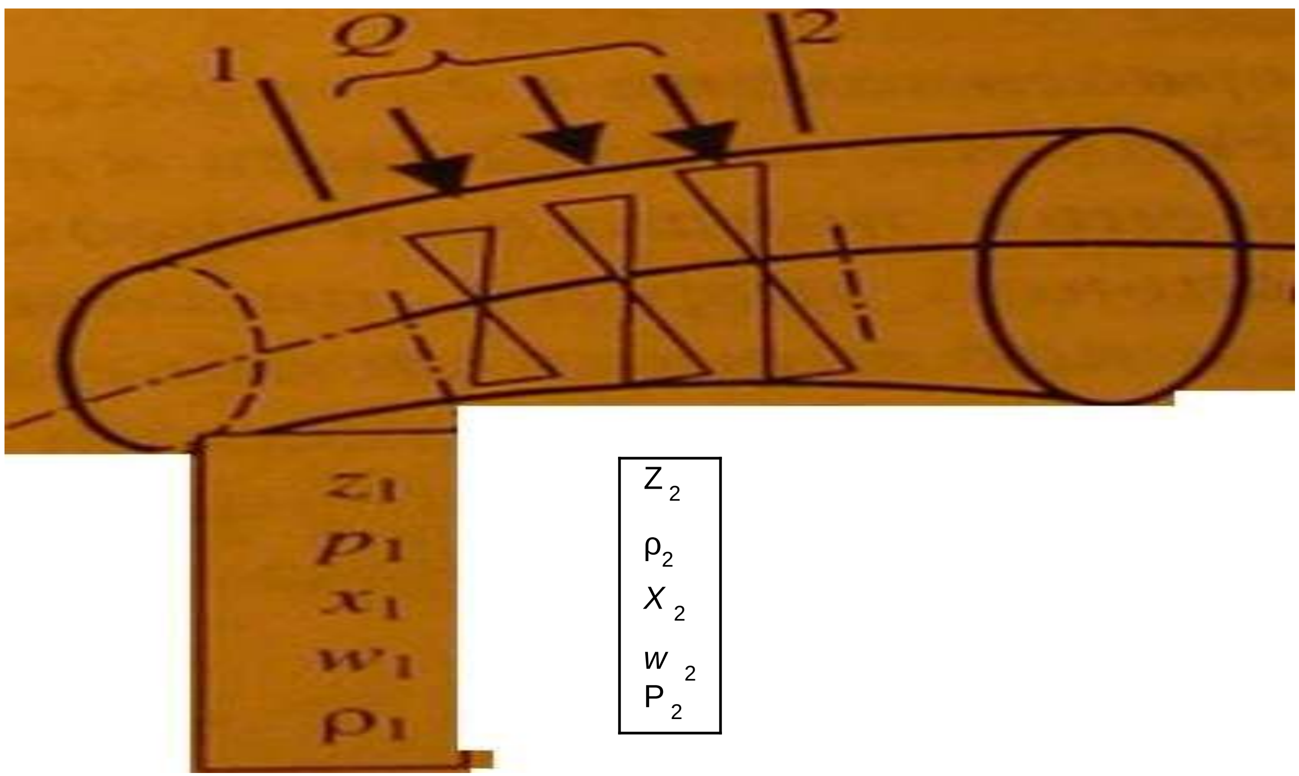
$$p + \rho(w^2 / 2) = p_0 = const,$$

где p_0 — полное давление потока; p — давление в данном сечении движущегося потока, называемое статическим давлением; $(w^2 / 2)$ — динамическое давление.

Уравнение первого закона термодинамики для установившегося потока

Рассмотрим канал произвольной формы, по которому движется поток сплошной среды в одномерном поле давления.

Выделим участок канала между сечениями 1-1 и 2-2, на котором высота центров сечений изменяется от z_1, до z_2, скорость потока увеличивается от w_1, до w_2, а параметры последнего изменяются от p_1, T_1, ρ_1, h_1 до p_2, T_2, ρ_2, h_2 , ..



Кроме того, на рассматриваемом участке к потоку извне подводится теплота Q, и, с помощью специального устройства, отводится техническая работа L_T Очевидно, что при перемещении потока из сечения 1-1 в сечение 2-2 происходит:

1) изменение его кинетической энергии от $(G\,w^2{}_1 / 2)$ до $(G\,w^2{}_2 / 2)$;

2) изменение потенциальной энергии от Ggz_1 до Ggz_2 (здесь g— ускорение свободного падения);

3) изменение внутренней энергии от u_1 до u_2;

4) непосредственно на перемещение потока из одного сечения в другое затрачивается работа проталкивания $(p_2v_2 - p_1 v_1)$.

С учётом перечисленных составляющих энергий на основании закона сохранения энергии можно записать

$$\mathbf{Q = (U_2-U_1)+L_T + (p_2v_2 - p_1 v_1)+[(G\,w^2{}_2/2)-(G\,w^2{}_1/2)]+(Ggz_2- Ggz_1)}$$

В дифференциальной форме уравнение первого закона термодинамики для установившегося потока имеет вид

$$\mathbf{dQ = dH + dL_T + G\,d(}\boldsymbol{w}^{\mathbf{2}}\mathbf{ / 2) + Gg\,dz}$$

Для одного килограмма вещества уравнение первого закона термодинамики для установившегося потока запишется

$$dq = dh + dl_T + d\,(w^2 / 2) + gdz$$

Уравнение первого закона в данном случае констатирует, что теплота, подводимая к потоку, расходуется на изменение энтальпии среды, кинетической и потенциальной энергий, на совершение технической работы над внешними объектами.

Изменением потенциальной энергии потока при записи уравнения первого закона термодинамики в ряде случаев пренебрегают, тогда форма записи уравнения упрощается

$$dq = dh + dl_T + d\,(w^2 / 2)$$

В интегральной форме в этом случае, соответственно, имеем

$$q = \Delta h + l_T + [(w^2{}_2/2) - (w^2{}_1/2)]$$

Если от потока не отводится техническая работа уравнение преобразуется к виду

$$dq = dh + d\,(w^2 / 2)$$

Полученное выражение обычно называют **уравнением первого закона для потока газа**. Оно констатирует что обмен энергией в форме теплоты происходит за счет изменения энтальпии среды и скорости потока.

При полном отсутствии энергообмена между потоком и окружающей средой уравнение трансформируется в зависимость

$$dh + d\,(w^2 / 2) = 0$$

называемую уравнением энергии потока. Интегрирование его дает

$$h + (w^2 / 2) = h_0 = const,$$

или

$$h_1 + (w^2{}_1 / 2) = h_2 + (w^2{}_2 / 2) = h_0 = const$$

где h_0, h — соответственно энтальпия торможения и статическая энтальпия.

Энтальпия торможения — энтальпия неподвижной системы.

Статическая энтальпия — это энтальпия в данной точке движущегося потока.

Работа проталкивания и располагаемая работа потока. Рассмотрим движение среды в канале с градиентом давления dp/dx. На вещество, заключенное в элементарном объеме между сечениями 1-1 и 2-2, навстречу друг другу действуют силы давления. В сечении 1-1 под действием результирующей силы *(pF)* совершается работа *(pFw),* в сечении 2-2 работа результирующей силы *[(p + dp)(F + dF)]* определяется выражением

$$[(p + dp)(F + dF)(w + dw)].$$

Разница записанных выше уравнений работ определяет элементарную работу перемещения (проталкивания) потока из сечения 1-1 в сечение 2 – 2

$$\boldsymbol{dL_{прот.} = [(p + dp)(F + dF)] \cdot [(w + dw) - (pFw)].}$$

Пренебрегая величинами высоких порядков малости, получаем

$$\boldsymbol{dL_{прот}} = pd(Fw) + (Fw)dp.$$

Записав уравнение неразрывности в виде $Gv = wF$, находим $Gdv = d(wF)$.

Проведя некоторые математические преобразования получаем уравнение, определяющее работу перемещения потока, проталкивания, которая теперь получает физический смысл.

$$L_{пром} = p_2 V_2 - p_1 V_1$$

Рассмотрим понятие располагаемой работы потока — l_0.
Из закона сохранения энергии следует, что потенциальная энергия может быть полностью превращена в кинетическую, а последняя — в работу. Это позволяет определить работу потока среды, которую можно превратить в технических устройствах в другие виды энергии. Она равна сумме технической работы процесса изменения состояния среды с изменениями кинетической и потенциальной энергий потока. Называется эта сумма **располагаемой работой потока**

$$dl_0 = dl_T + d\,(w^2/2) + gdz.$$

Характерные скорости и параметры адиабатного потока

- **Скорость звука.**
- Понятие скорости звука имеет важное значение в термодинамике поскольку дозвуковое и сверхзвуковое течения среды имеют качественные различия:
- любые воздействия дают противоположные результаты в дозвуковом и сверхзвуковом потоках;
- все параметры потока при дозвуковом течении меняются непрерывно, при сверхзвуковом течении возможно изменение параметров скачком, разрывом непрерывности течения.
- Скоростью звука (a, м/с) называют скорость распространения звуковых волн.

Волнами являются распространяющиеся в среде возмущения какой-либо физической величины, характеризующей состояние этой среды.

Звуковыми волнами называются распространяющиеся в упругой среде слабые возмущения — механические колебания с малыми амплитудами.

Например, в некоторой точке внешнее тело, называемое источником звука, вызывает слабые механические возмущения. В результате происходит всплеск давления dp. Скорость распространения этого всплеска и есть скорость звука, обозначаемая «a».

Процесс распространения звукового возмущения является адиабатным процессом, описываемым уравнением Лапласа

$$\boldsymbol{a^2 = dp / d\rho}.$$

Для него справедливо уравнение адиабатного процесса идеального газа, которое запишем в виде

$$p / \rho^{\kappa} = const.$$

Проведя ряд математических преобразований получаем связь скорости звука с параметрами среды.

$$a^2 = kRT$$

Скорость звука, таким образом, зависит от характера среды (kR) и температуры среды.

Поскольку в потоке температура среды изменяется с изменением координаты x, скорость звука изменяется при переходе от одного сечения к другому. В этой связи вводится понятие **местной скорости звука**.

Местной скоростью звука называют скорость распространения звука в данной точке потока.

Максимальная и критическая скорости потока.

Скорость потока может быть определена из уравнения энергии потока

$$w_2 = \sqrt{w_1^2 + 2(h_1 - h_2)}$$

В случае, когда можно пренебречь начальной скоростью потока ($w_1 = 0$), последнее соотношение приобретает форму

$$\boldsymbol{w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}}$$

В формулах энтальпия подставляется только в Дж/кг, тогда скорость будет иметь размерность м/с. Если энтальпия определена кДж/кг, соотношение соответственно изменяется

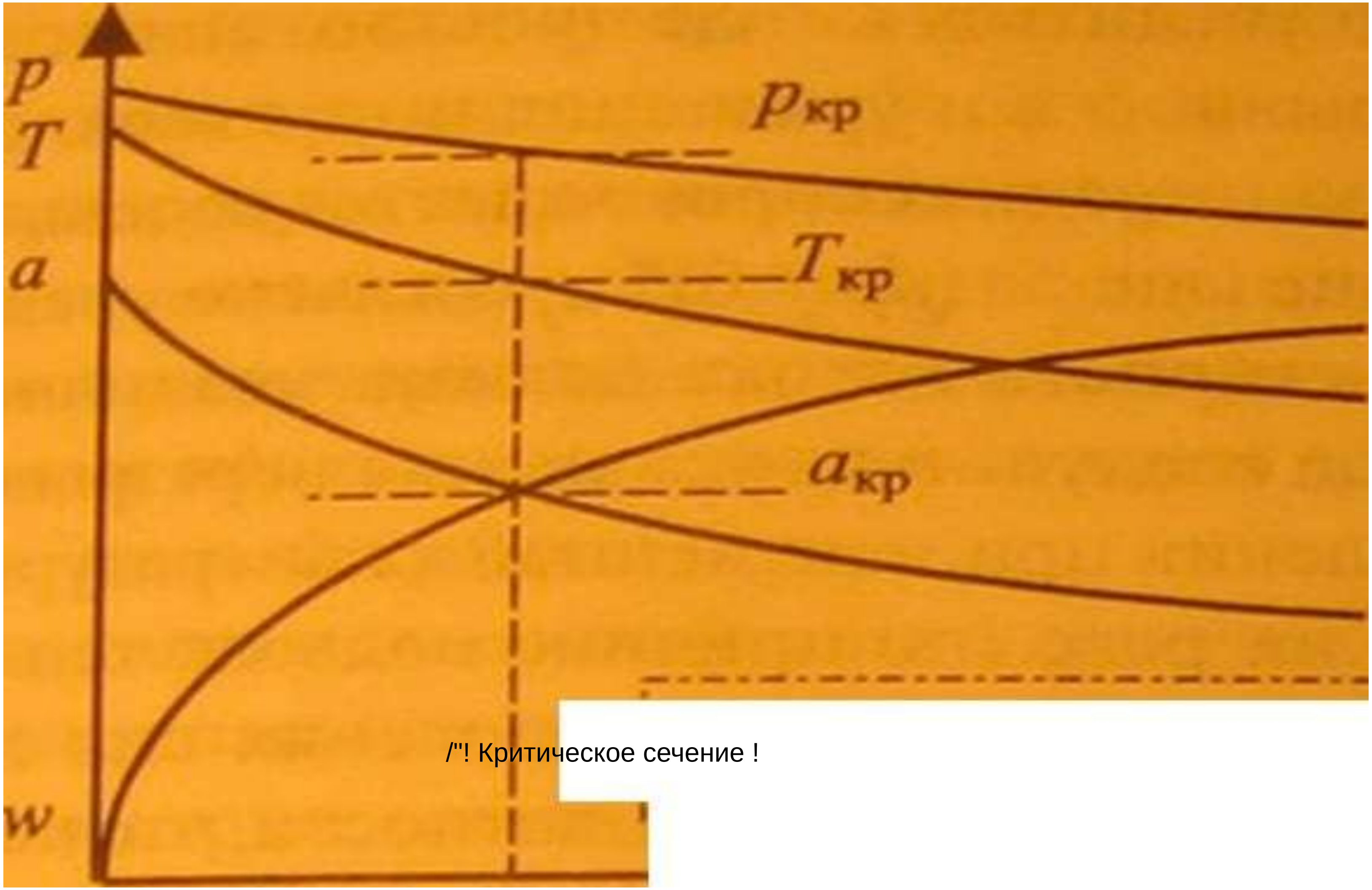
$$\boldsymbol{w_2 = \sqrt{2000(h_1 - h_2)} = 44{,}721\sqrt{(h_1 - h_2)}}$$

Скорость течения достигает максимального значения w в сечении, где энтальпия потока достигает нулевого значения h = 0, это имеет место при истечении в пустоту (p = 0) и, согласно соотношению параметров в адиабатном процессе расширения T= 0.

Достижению потоком максимальной скорости соответствует преобразование всей энергии хаотичного (теплового) движения молекул в энергию направленного, упорядоченного движения.

В соответствии с выше сказанным следует, что скорость потока может принимать значения в рамках 0... w_{max}
Из уравнения импульсов следует связь между изменением давления и изменением скорости потока: **ускорение потока (dw > 0) сопровождается падением давления (dp < 0) и наоборот.**
Возвращаясь к соотношению параметров в адиабатном процессе расширения, устанавливаем неизбежное уменьшение температуры ускоряющегося адиабатного потока и, согласно, уравнению скорости звука падение величины скорости звука. Изменение параметров адиабатного ускоряющеюся потока приведено на рисунке.
На рисунка следует, что имеется сечение потока, в котором его скорость потока совпадает по величине с местной скоростью звука. Оно получило название критического сечения потока поскольку разделяет дозвуковую и сверхзвуковую части потоки, отличающиеся друг от друга качественно.

Изменение параметров адиабатного потока по длине канала



/"! Критическое сечение !

Критические параметры потока — параметра газа в сечении канала, где скорость течения равняется местной скорости звука.

Скорость потока в этом случае именуется **критической скоростью потока** — $a_{кр}$.

Критическим отношением давлений ($\pi_{кр}$) называют отношение критического значения давления потока газа ($p_{кр}$) к его давлению (p_0) во входном сечении канала при начальной скорости, равной нулю

$$\boldsymbol{\pi_{кр} = p_{кр} / p_0}.$$

В расчетах и анализе потока удобно использовать не абсолютные значения скорости, а относительные характеристики:

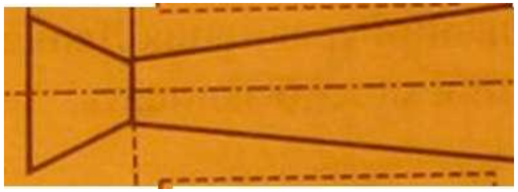
- **число М** — отношение скорости потока в данном сечении к местной скорости звука **М =** $\boldsymbol{w/a}$**;**
- **число λ** — отношение скорости потока в данном сечении к критической скорости потока $\boldsymbol{\lambda = w/a_{кр}}$ **;**
- **число ξ** - отношение скорости потока в данном сечении к скорости звука в заторможенном потоке $\boldsymbol{\xi = w/a_0}$**;**
- **число А** - отношение скорости потока в данном сечении к максимальной скорости потока $\boldsymbol{A = w / w_{мах}}$.

Условия перехода потока из дозвукового течения в сверхзвуковое. Сопло и диффузор.

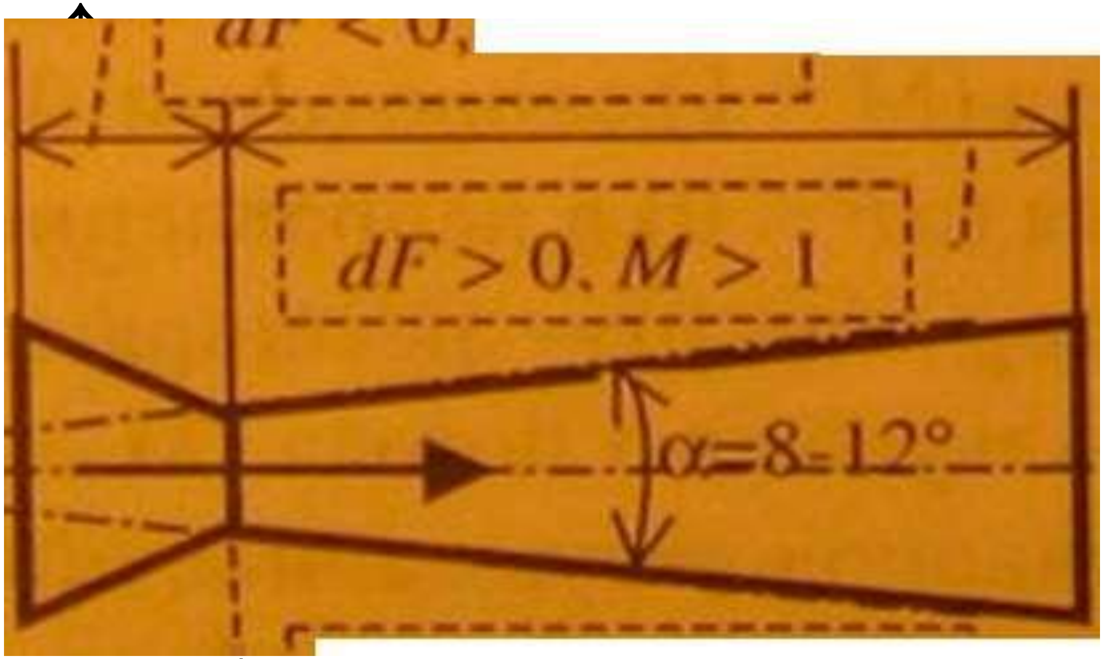
- **Сопло** — канал, в котором происходит увеличение скорости движения газа ($dw > 0$).
- **Диффузор** — канал, в котором происходит уменьшение скорости движения газа ($dw < 0$>.
- Используя уравнения импульсов, неразрывности в дифференциальной форме, уравнения Лапласа, для адиабатного течения можно определить выражение, определяющее условие перехода потока к сверхзвуковому течению.
- $$(dw / w)(1-M^2) = (dF / F).$$

Данное соотношение устанавливает:
1. Воздействуя на поток изменением сечения канала, возможно добиться требуемого знака изменения скорости потока;
2. Геометрическую форму сопла и диффузора;
3. Условие, выполнение которого может привести к получению **сверхзвукового течения газа**: **для дозвукового** потока (M < 1): сопло ($dw > 0$) должно быть суживающимся (dF< 0) в направлении движения потока а диффузор (dw<0) — расширяющимся (dF> 0).
для сверхзвукового потока (M > 1): сопло (dw>0) должно быть расширяющимся (dF> 0), диффузор (dw<0) — суживающимся (dF< 0).
В звуковом потоке (M= 1) независимо от того, ускоряется (dw > 0) или замедляется ($dw < 0$) поток, необходимо выполнение условия **dF= const**.

Нетрудно убедиться, что и в случае сопла, и в случае диффузора звуковому потоку соответствует экстремум — минимум в изменении площади сечения канала.
Сопло, в котором увеличение скорости движения газа происходит вследствие изменения сечения канала, **называется геометрическим соплом**.
В геометрическом сопле возможно получение сверхзвукового потока, если сечение его изменяется в соответствии с соотношением $(dw / w)(1-M^2) = (dF / F)$.
Геометрическое сопло, в первой (суживающейся) части которого происходит увеличение скорости потока газа до местной скорости звука и во второй (расширяющейся) части дальнейшее увеличение скорости, называется **соплом Лаваля** (рис.).



- Схема сопла Ловаля
- dF< 0, M < 1
- ↑



-
- ↓
- dF= 0, M = 1

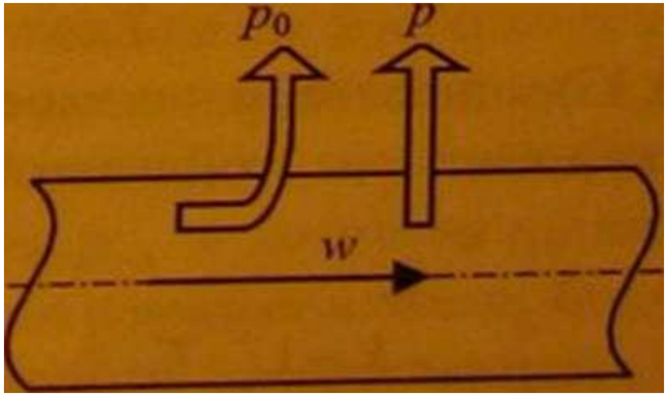
Сопло Лаваля является единственным геометрическим соплом, позволяющим получить сверхзвуковое течение, но не является единственным подобным устройством

- **Статические параметры и параметры торможения.**
- Параметры движущегося потока называются статическими параметрами (p, T, v, h, ...).
- Параметры торможения, параметры заторможенного потока (p_0, T_0, v_0, h_0, ...) — термодинамические параметры газа, устанавливающиеся при обратимом адиабатном торможении потока до скорости, равной нулю.
- Они являются важной характеристикой потока, а их изменение зависит от характера течения.
- Перед соплом, где скорость потока равна нулю, статические параметры и параметры торможения совпадают.

По мере ускорения потока, при движении через сопло, статические параметры изменяются. Параметры торможения при этом ведут себя в зависимости от характера течения:
- при течении идеального газа без трения параметры торможения не изменяются по длине сопла;
- при необратимом течении идеального газа температура торможения остается постоянной, что объясняется следующим. Потери кинетической энергии потока на совершение работы по преодолению сил трения возвращаются в поток в форме теплоты, что обеспечивает постоянство энтальпии торможения h_{0}, а для идеального газа однозначная связь энтальпии и температуры означает постоянство температуры торможения.

Давление торможения будет уменьшаться тем больше, чем глубже расширение и больше необратимость, но при этом остается неизменным отношение $\mathbf{(p_0 / \rho_0) = RT}$.

Для измерения давления торможения $\mathbf{p_0}$ или полного давления, используют так называемую «трубку полного давления», срез входного отверстия которой перпендикулярен потоку и направлен навстречу ему.



Для измерения статического давления р входное отверстие импульсной трубки должно располагаться вдоль потока, параллельно ему.

Для измерения статической температуры необходимо датчик прибора перемещать вместе с потоком с одинаковой скоростью.

Неподвижный термометр, помещенный в поток, будет тормозить на своей поверхности молекулы вещества, но, вместе с тем, он будет измерять температуру, отличную от температуры торможения. Это несложно объяснить следующим. Как только температура термометра повысилась вследствие торможения на нем потока, между его поверхностью и более холодным потоком начинает осуществляться теплообмен, в результате которого температура термометра несколько снижается до так называемой температуры восстановления $T_г$. Температура восстановления ($T < T_г < T_0$), которую фиксирует в потоке неподвижный термометр, зависит от скорости и температуры потока, размеров и формы термометра. Для ее оценки используют коэффициент восстановления

$$\mathbf{г = (T_г - T) / (T_0 - T)}\ .$$

Соотношение между статическими параметрами и параметрами торможения.

- Критическое отношение давлений.
- Используя основные уравнения течения потока и проведя ряд математических преобразований получаем уравнение для определения критического отношение давления потока
- $$\boldsymbol{\pi_{кр} = [(к+1) / 2]^{1/(1-к)}}$$
- При допущении к = const получаем для идеального газа значение $\boldsymbol{\pi_{кр}}$.

Молекула Газа	Показатель адиабаты, к	$\boldsymbol{\pi_{кр}}$
Одноатомная	1,67	0,488
Двухатоиная	1,4	0,528
Многоатомная	1,33	0,54

Соотношения между давлениями и плотностями статическими и торможения находим на основании связи термических параметров в адиабатном процессе.

$$[1 - \lambda^2(к\text{-}1)/(к+1)]^{1/(к\text{-}1)} = p/p_0$$

$$[1 - \lambda^2(к\text{-}1)/(к+1)]^{1/(к\text{-}1)} = \rho./\rho_0$$

Данные соотношения позволяют установить пределы изменения числа λ. Поскольку максимальная скорость потока достигается при Т—> 0 находим λ_{max}

$$\lambda_{max} = \sqrt{}(к+1)/(к\text{-}1)$$

Таким образом, число λ изменяется в пределах от 0 до $\boldsymbol{\lambda_{max}}$ в то время как число М имеет пределы 0…∞. Скорость потока может быть определена как

$$w = \lambda\, a_{кр}.$$

Максимальная скорость, которую может иметь поток данного газа, можно определить из равенства

$$w_{max} = \sqrt{}2RT(к/к+1)$$

Она определяется только свойствами газа и температурой торможения.
Полученные выражения имеют и другое применение. Для нахождения скорости потока можно измерить в потоке полное и статическое давления. Устройство, объединяющее в себе две необходимые импульсные трубки, называется **трубкой Пито**.

Истечение потока из геометрических сопел.

Все геометрические сопла удобно разделить на два типа: суживающиеся, позволяющие получить дозвуковое и звуковое течения потока, и сопла Лаваля, предназначенные для получения сверхзвукового потока.
При расчете процессов истечения из сопел определению подлежат расход газа и скорость его в устье сопла.
Исходными данными являются:
-давление среды, в которую происходит истечение;
свойства вещества (газа);

- параметры газа перед соплом, где будем считать $w \sim 0$. Если последнее равенство не выполняется, следует определить параметры торможения и далее считать, что газ расширяется от параметров торможения до давления среды, в которую происходит истечение;
- геометрические размеры сопла, если необходимо определить расход среды, или наоборот, при заданном расходе потока определяются размеры сопла.

Истечение идеального газа из суживающихся сопел.

Допущения, принятые при анализе процессов идеального газа, сохраняются. Будем считать, что имеет место течение без трения, т. е. обратимое адиабатное истечение.

Для суживающихся сопел характерно условие dt<0.

Из выше записанного следует, что скорость потока в этих соплах не может превышать звуковую Соответственно возможны два режима истечения из суживающихся сопел: дозвуковой и звуковой.

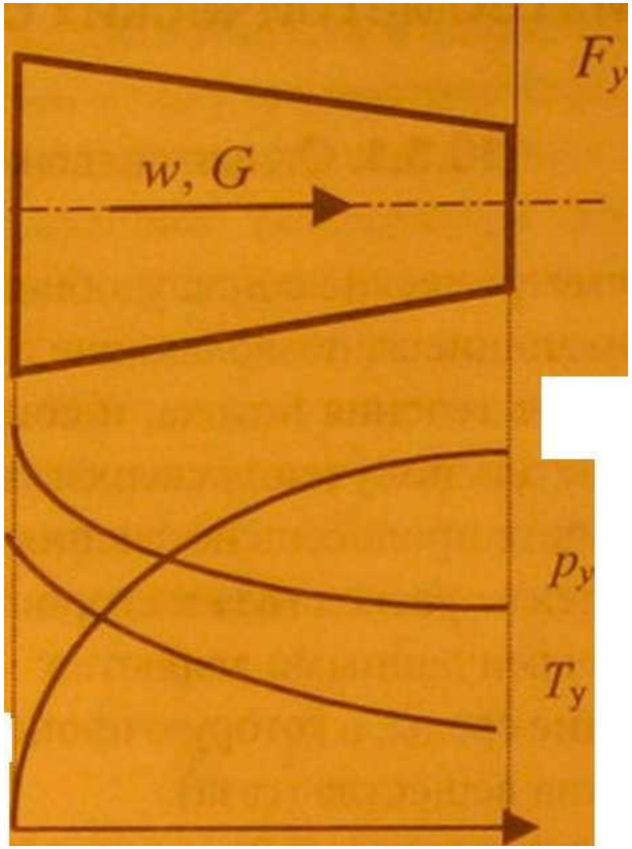
дозвуковой режим имеет место, если отношение давления среды $p_{ср}$ в которую происходи , истечение к давлению перед соплом p_0 больше критического.

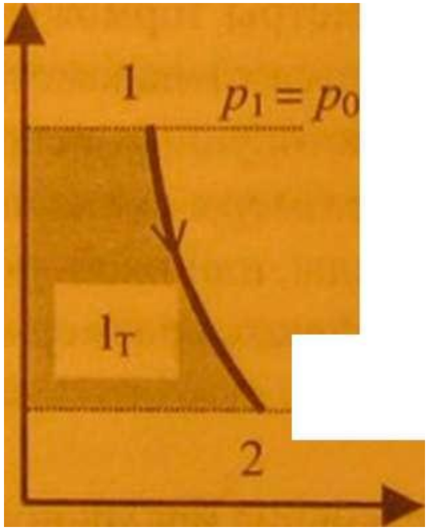
$$\boldsymbol{\pi = p_{ср} / p_0 > \pi_{кр}}$$

В этом случае в устье сопла (на срезе сопла) давление потока равно давлению среды, куда истекает газ $\mathbf{p_у} = \mathbf{p_{ср}}$, т.е. происходит непосредственно в сопле полное расширение потока. Потерь энергии не происходит: вся техническая работа процесса превращается в кинетическую энергию потока. Скорость потока в устье сопла дозвуковая $w < a$. Остальные термодинамические параметры газа в устье сопла устанавливаются в соответствии с уравнением адиабатного процесса.

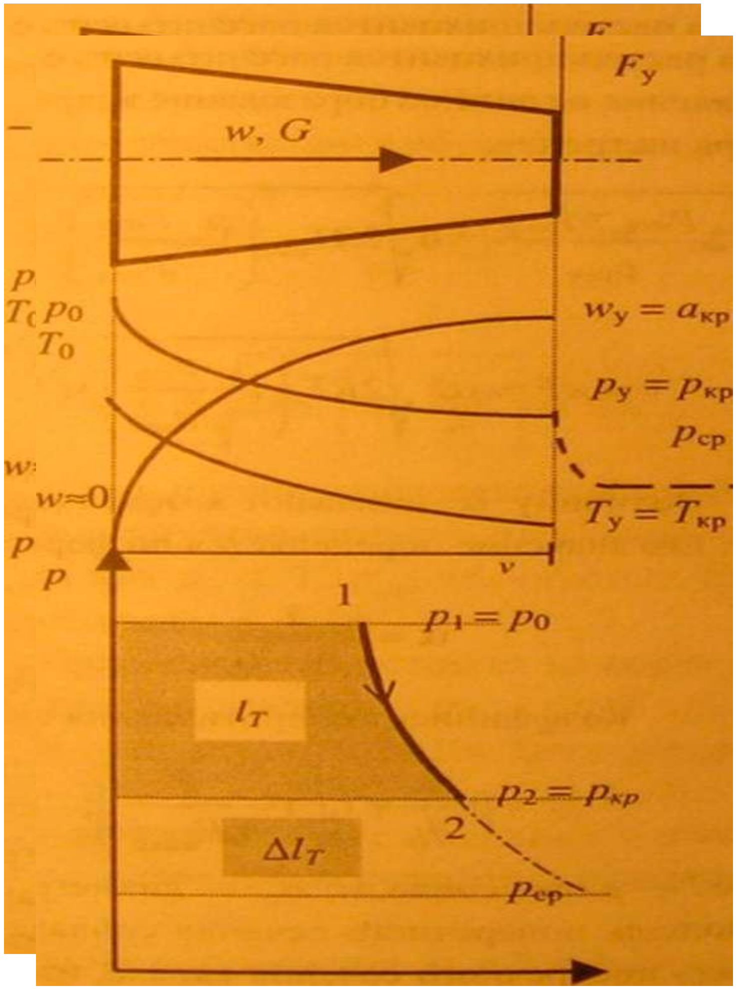
Снижение в рамках выполнения условия давления среды, куда происходит истечение, приводит к увеличению скорости потока на срезе сопла и к росту расхода газа через сопло, рис. Теперь несложно составить алгоритм расчета истечения из суживающегося сопла в дозвуковом режиме:

Истечение из суживающегося сопла, дозвуковой режим:
а —изменение параметров по длине сопла;
в — процесс изменения состояния газа в pv-диаграмме.





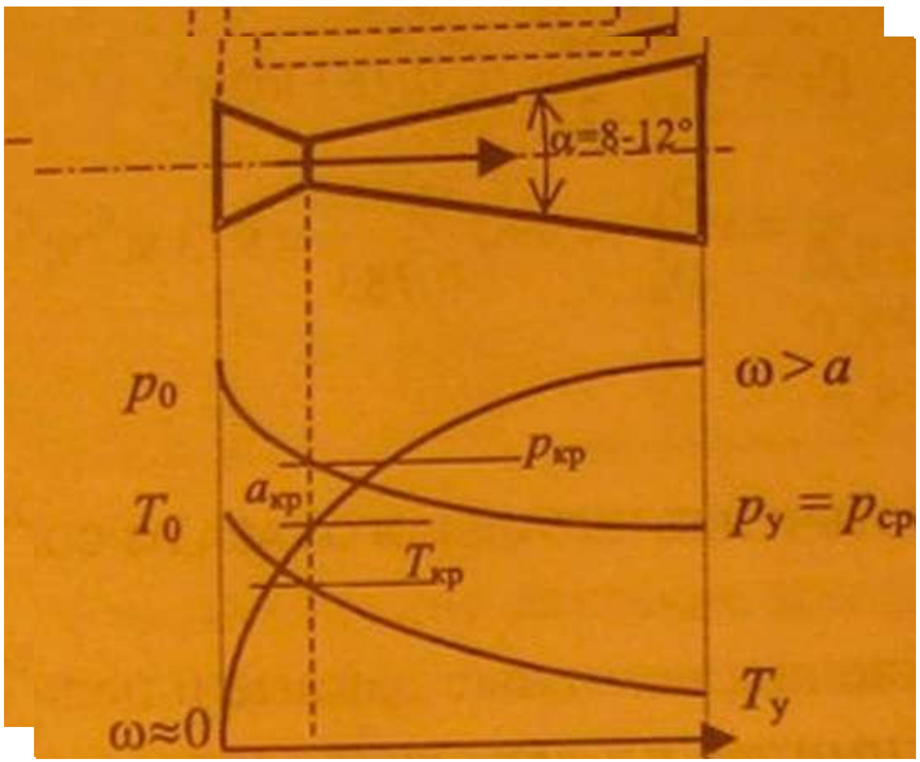
Истечение из суживающегося сопла, звуковой режим:
а - изменение параметров по длине сопла;
б — процесс изменения состояния газа в pv-диаграмме.

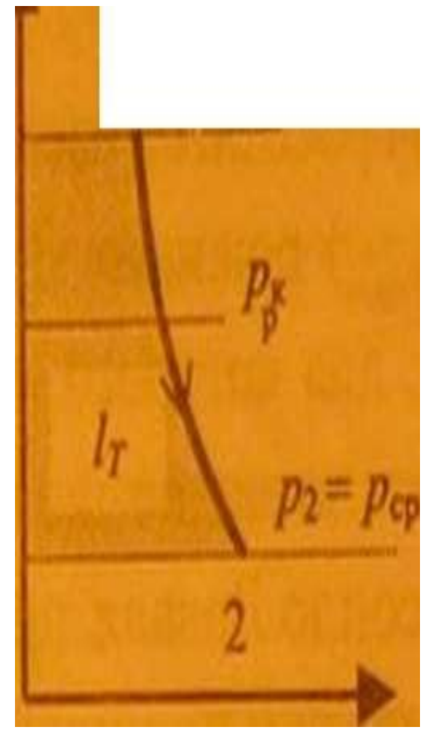


Истечение из сопла Лаваля:

а — изменение параметров по длине сопла:

б — процесс изменения состояния газа в pv-диаграмме





1) рассчитывается критическая скорость $\boldsymbol{a}_{\mathbf{кр}}$;
2)Рассчитывается λ;
3) на основании полученных значений вычисляется скорость истечения газа из сопла w_y;
4) вычисляется плотность газа в выходном сечении ρ;
5) находятся площадь выходного сечения сопла или расход потока, в зависимости от того, задан ли расход или задана площадь среза сопла.

При выполнении условия $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p}_{\mathbf{ср}} / \mathbf{p}_{\mathbf{0}} \leq \boldsymbol{\pi}_{\mathbf{кр}}$ устанавливается звуковой режим истечения. В этом случае в устье сопла (на срезе сопла) давление потока не зависит от давления среды, куда истекает газ, и равно критическому давлению потока. Непосредственно в сопле происходит расширение газа лишь до $\mathbf{p}_{\mathbf{y}} = \mathbf{p}_{\mathbf{кр}}$ дальнейшее снижение давления потока до давления среды происходит вне сопла. В результате часть внутренней энергии газа рассеивается в окружающей среде и не идет на увеличение кинетической энергии потока.

Эти потери оцениваются величиной Δl_T —технической работой адиабатного процесса расширения от $\mathbf{p}_{\text{кр}}$ до $\mathbf{p}_{\text{ср}}$. В устье сопла устанавливается критическая скорость потока $\boldsymbol{w_y} = \boldsymbol{a}_{\text{кр}}$ **.** Остальные термодинамические параметры газа в устье сопла устанавливаются в соответствии с уравнением адиабатной процесса расширения потока до $\mathbf{p}_{\text{кр}}$ и равны критическим параметрам потока. Уменьшение давления среды, куда происходит истечение, не приводит К увеличению скорости потока на срезе сопла и не изменяет расход газа через сопло. Последний можно изменить лишь изменением площади устья F_y. В этой связи существует термин «СОПЛО заперто скоростью звука». Это означает что расход газа в до звуковом режиме определяется критической скоростью и площадью минимального сечения сопла (в данном случае устья), которое всегда совпадает с критическим сечением.

Истечение газов имеет громадное практическое значение. Истечение газов происходит при работе горелок, форсунок, при выходе газов через отверстия в стенках печей и в ряде других случаев. Оно существенно отличается от истечения жидкостей. При течении жидкостей происходит простой процесс

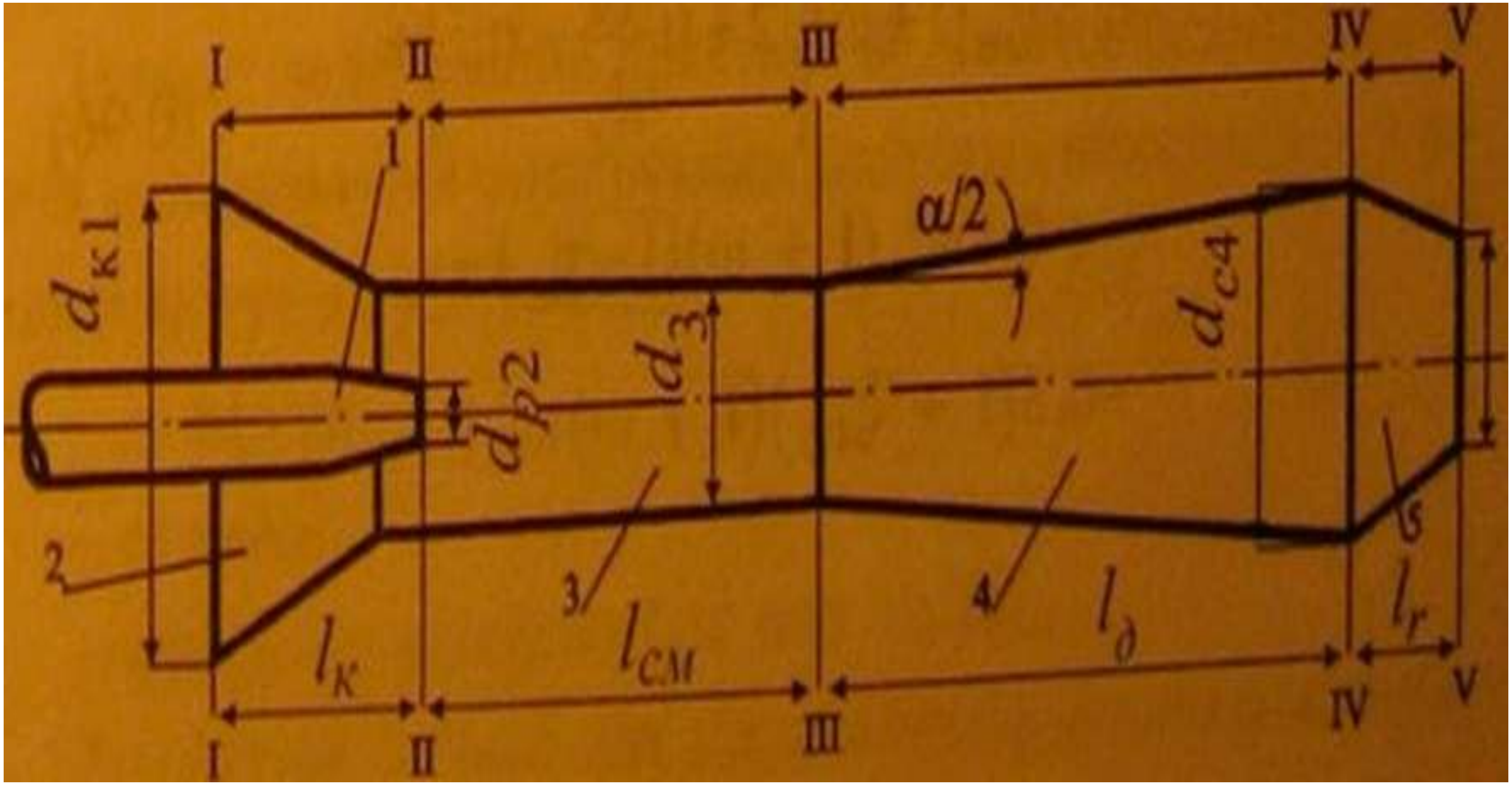
ИНЖЕКТОР – это струйный насос для нагнетания газа или жидкости в резервуар.
Основные формулы для расчета сложного инжектора.

Уравнение сохранения энергии движущегося в инжекторе потока между сечениями II—II и V-V (рис.) принимает вид

$$\mathbf{p_2 V_p + p_2 V_И + (G_p w^2_{p2}/2) + (G_И w^2_{И2}/2) = p_5 V_c + (G_c w^2_{c5}/2) + E_{пот.2\text{-}5}}$$

гдс p_2, p_5 — статическое давление в сечениях II-II и V-V, Па;
V_p — объемный расход инжектирующего (рабочего) газа, $м^3$/ с; $V_И$ — объемный расход инжектируемого газа, $м^3/с$;
G_p , $G_И$ — массовый расход инжектирующего и инжектируемого газов, кг/с; w_{p2} и $w_{И2}$ — средняя скорость движения инжектирующего и инжектируемого газов в сечении II-II, м/с;
$\boldsymbol{w}_{c5}$ — средняя скорость движения смеси газов в сечении V-V;
V_c — объемный расход смеси газов в сечении V-V;
G_c — массовый расход смеси газов, кг/с; $E_{пот.2\text{-}5}$ — потери энергии при движении газа от сечения II-II к сечению V-V.

Расчетная схема инжекционной горелки (сложного инжектора):
1- сопло для рабочего газа. 2 - входная камера; 3 - смеситель. 4 – диффузор. 5 – головка.



Будем считать, что потерн энергии при движении инжектирующего и инжектируемого потоков от сечения II—II к сечению V-V связаны с расширением. Их и будем определять по формуле Борда:

для инжектирующего потока $E_1 = [(w_{p2} - w_{с3}) / 2]\bullet G_р$ (1)

для инжектируемого потока $E_2 = [(w_{И2} - w_{с3}) / 2]\bullet G_И$ (2)

Кроме того, в смесителе имеют место потери на трение

$$E_{пот.тр.} = \mu\,(\ell_{см} / d_3)\,(w^2_{c3}/2)\bullet G_с \qquad (3)$$

где w_{c3} средняя скорость смеси в смесителе, м/с;
$\ell_{см}$, d_3 - длина и внутренний диаметр смесителя, м;
μ — коэффициент трения.

Потери энергии в диффузоре найдем, используя понятие о его коэффициенте полезного действия, представляющего отношение восстановленного в диффузоре статического давления к изменению динамического давления.

Учитывая сказанное, потери в диффузоре будут

$$E_{диф} = (1/2)\bullet(w^2_{c3} - w^2_{c4})\bullet G_c\bullet(1-\eta_{диф.}) \quad (4)$$

где w_{c4} - скорость движения смеси в сечении IV-IV, м/с;

$\eta_{диф}$— КПД диффузора.

Потери при сужении потока в головке отнесем к скорости смеси на выхлопе w_{c5}

$$E_{гол} = \xi_{4-5}\,(w^2_{c5}/2))\bullet G_c \qquad (5)$$

где ξ — коэффициент местного сопротивления головки.

я С учетом уравнений (1-5), уравнение энергии, уравнения материального баланса и производя некоторые преобразования, получаем выражения для разряжения в горле смесителя (p_5 - p_2) и скорость инжектирующего газа.

Выражения для разряжения в горле смесителя (p_5 - p_2).

$$p_5 - p_2 = \{1/[(1/\rho_р) / (\omega / \rho_И)]\}\bullet\{w_{c3}(w_{p2} + \omega w_{И2}) - 0,5\, w^2_{c3} \bullet$$

$$\bullet(1+\omega)\bullet[(2 + \mu\, (\ell_{см} / d_3) - \eta_{диф}] + 0,5\, w^2_{c4} \bullet(1+\omega)\bullet(1- \eta_{диф}) -$$

$$- 0,5(1+ \xi_{4-5})\bullet(1+\omega)\bullet w^2_{c5}\}.$$

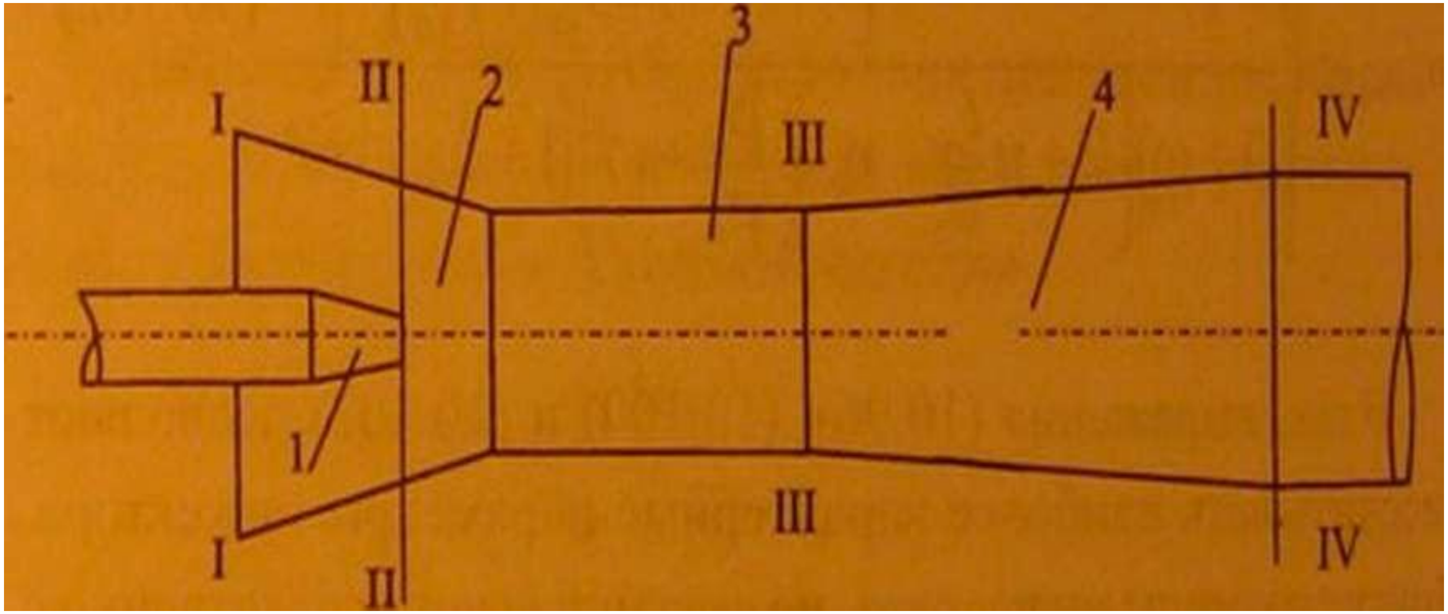
Выражения для скорость инжектирующего газа.

$$w_{p2} = (1/\rho_р) + (1/\rho_И) \bullet [(p_5 - p_2) / w_{c3}] - \omega w_{И2} + 0,5\, w_{c3}(1+\omega)\bullet$$

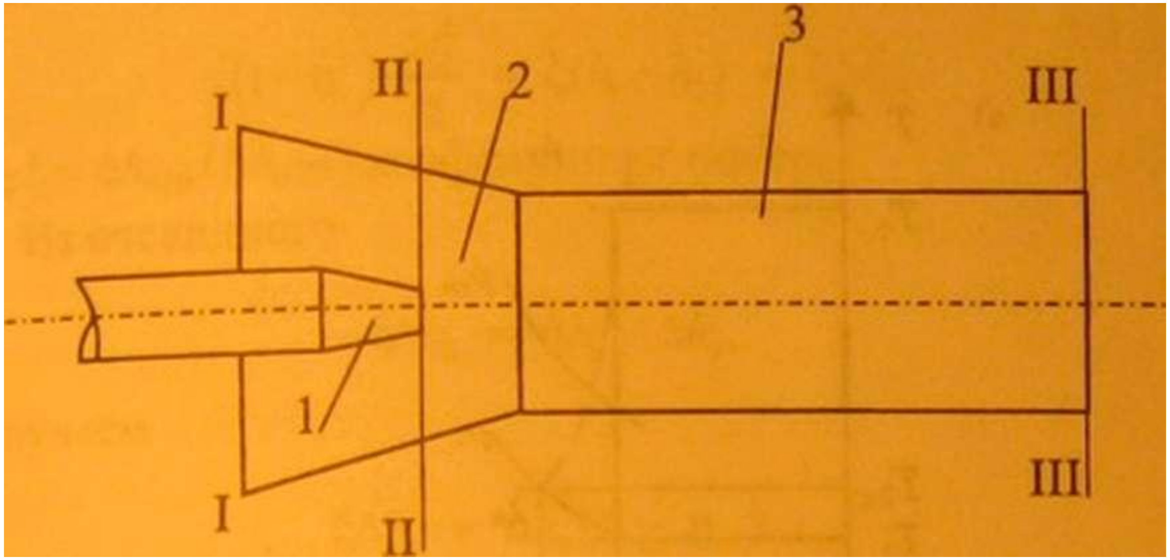
$$\bullet[(2 + \mu\, (\ell_{см} / d_3) - \eta_{диф}] - 0,5\, (w^2_{c4} / w^2_{c3})\bullet(1+\omega)\bullet(1- \eta_{диф}) +$$

$$+ 0,5(1+ \xi_{4-5})\bullet(1+\omega)\bullet (w^2_{c5} / w^2_{c3}).$$

- Расчетная схема инжектора без головки: 1 — сопло для рабочего газа; 2 — входная камера; 3 — смеситель; 4 — диффузор



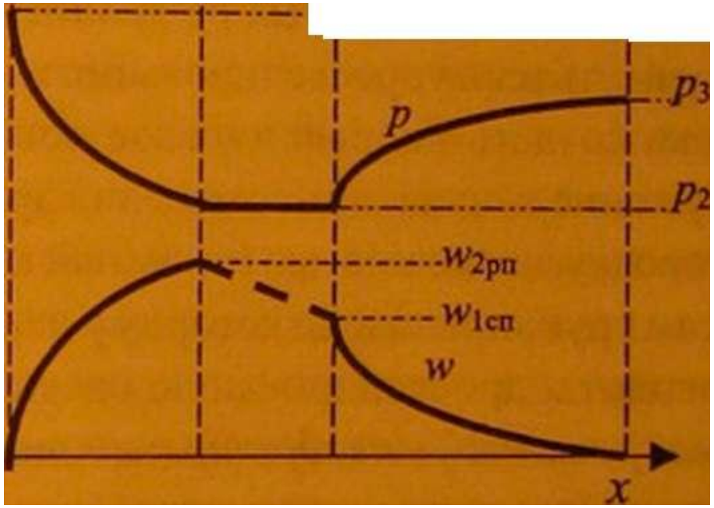
- Расчетная схема инжектора без головки
- и диффузора



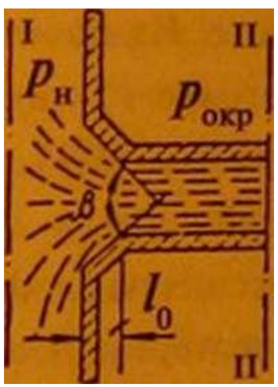
Эжектор

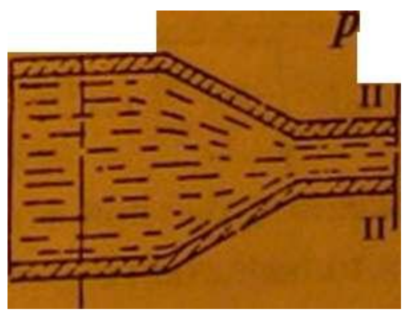
Эжектор представляет устройство для повышения давления одной среды за счет энергии другой, передаваемой первой в ходе процесса смешения потоков.

- Принципиальная схема эжектора и изменение давления и скорости потоков по его длине



Схемы истечения газов из отверстий и спел:
а — из круглого отверстия в тонкой стенке с острыми кромками;
б — из круглого сопла с острыми краями; в — из круглого сопла при переходе из «узкого в широкое» под углом β; г — из круглого сопла с закругленными краями на входе сопла (R — радиус закругления); д — из круглого сопла при оформлении перехода из «широкого в узкое» в виде плавного конфузора





Дросселирование

- Процесс дросселирования широко встречается в технике как в роли вредного и неизбежного явления, так и в роли специально организуемого технологического процесса. В частности, он нашел широкое применение в холодильной технике для охлаждения среды, в различных установках при измерении и регулировании расхода. Главное достоинство процесса дросселирования объясняется простотой и надежностью устройств, с помощью которых он реализуется.
- Для осуществления дросселирования необходимо на пути потока создать гидравлическое сопротивление: местное сужение канала, поместить диафрагму, пористую перегородку, не полностью открытый вентиль и т.д., наконец, сам трубопровод, по которому перемещаемый поток приводит к дросселированию среды.

При рассмотрении процесса дросселирования, в котором к газу (жидкости) не подводится и от него не отводится теплота — так называемое адиабатное дросселирование, **получаем важный вывод, что в результате адиабатного дросселирования значения энтальпий рабочего тела до местного сопротивления и после него одинаковы ($h_1 = h_2$).**
Мы рассматриваем здесь состояния дросселируемого вещества до дросселя и за дросселем. Следует заметить, что при течении газа (жидкости) внутри дросселя энтальпия газа (жидкости) может изменяться; в самом деле, поскольку дроссель или другое местное сопротивление представляет собой сужение проходного сечения трубы, при протекании через дроссель газ (жидкость) ускоряется, его кинетическая энергия возрастает и, следовательно, энтальпия уменьшается. После того как за дросселем сечение потока газа (жидкости) снова возрастает, поток замедляется (тормозится), его кинетическая энергия уменьшается и энтальпия увеличивается до прежнего значения.

Может возникнуть вопрос: если адиабатный поток совершает работу против сил трения или на преодоление местного сопротивления, то почему же его энтальпия сохраняется постоянной? Ведь, казалось бы, она должна уменьшаться, раз энергия потока затрачивается на совершение работы.
Энтальпия этого адиабатного потока сохраняется постоянной потому, что работа, совершаемая потоком (за счет его внутренней энергии) против сил трения, превращается в теплоту трения, которая усваивается потоком. Поскольку теплота трения эквивалентна работе трения, следовательно полученное нами ранее условие неизменности энтальпии сохраняется.
Рассмотрим как изменяются в процессе адиабатного дросселирования остальные параметры газа (энтропия, температура и др.).
Дросселирование представляет собой существенно необратимый процесс.

Дросселирование по своему назначениюсопровождается падением давления при протекании газа через местное сопротивление (дроссель). Поскольку процесс дросселирования необратим, энтропия газа (жидкости) в процессе дросселирования возрастает.
Перейдем теперь к вопросу о том, как меняется температура газа или жидкости в процессе адиабатного дросселирования. Поскольку процесс характеризуется условием *h*=const, для решения этого вопроса нужно знать значение производной *(dT/dp)h.*
Из соотношения

$$(\partial T/\partial p)_h \cdot (\partial p/\partial h)_T \cdot (\partial h/\partial T)_p = -1$$

Используя некоторые уравнения термодинамики приведенное выше уравнение можно преобразовать в следующий вид

$$\mathbf{(\partial T/\partial p)_h = [T \cdot (\partial \mathit{v}/\partial T)_p - \mathit{v}] / c_p}$$

Величину $(\partial T/\partial p)_h$ называют коэффициентом адиабатного дросселирования или дифференциальным дроссель-эффектом; его обозначают:

$$\boldsymbol{\alpha_{\mathrm{h}} = (\partial T/\partial p)_h}$$

В общем случае величина $\boldsymbol{\alpha_{\mathrm{h}}}$ отлична от нуля. **Явление изменения температуры газов и жидкостей при адиабатном дросселировании называют эффектом Джоуля — Томсона; величину $\boldsymbol{\alpha_{\mathrm{h}}}$ часто называют коэффициентом Джоуля — Томсона.** Измеряя дифференциальный дроссель-эффект (весьма малую конечную разность температур ΔT при такого же порядка разности давлений по обе стороны дросселя Δp), можно по результатам этих измерений найти величину a_h, а зная $\boldsymbol{\alpha_{\mathrm{h}}}$ можно построить *h,* Т-диаграмму исследуемого вещества, определить теплоемкость C_p, калорические функции, удельный объем и т. д.

Изменение температуры газа (жидкости) в процессе адиабатного дросселирования при значительном перепаде давления на дросселе называют интегральным дроссель-эффектом.
Эффект Джоуля-Томсона имеет место только для реальных газов и жидкостей.
Идеальный газ дросселируется без изменения температуры.
Это один из характерных признаков идеального газа.
для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, эффект Джоуля — Томсона не равен нулю.
Как показывает опыт, для одного и того же вещества знак a_h оказывается различным в различных областях состояния.
Состояние газа (жидкости), в котором a_h равно нулю, называют точкой инверсии эффекта Джоуля — Томсона.
Геометрическое место точек инверсии на диаграмме состояния данного вещества называют кривой инверсии.
Кривую инверсии можно найти с помощью уравнения состояния вещества.