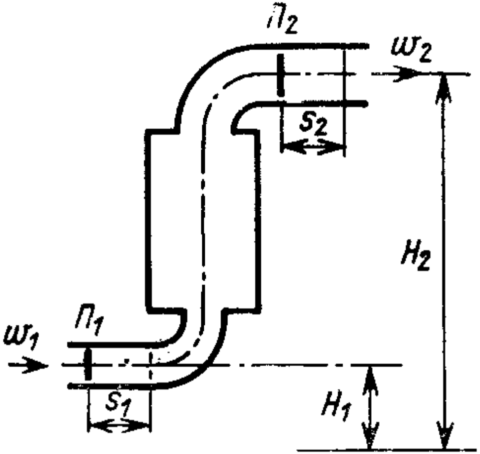
ТЕРМОДИНАМИКА ПОТОКА

Уравнение первого закона термодинамики для потока

Процессы протекания потока рабочего тела через теплотехнический аппарат происходят с конечными и иногда весьма высокими скоростями. Это противоречит условию обратимости, согласно которому процессы должны протекать бесконечно медленно

В теории термодинамики потока процессы считаются протекающими при бесконечно малой разности температур, без трения и тепловых потерь.



Предположим, что поток рабочего тела поступает в какой-либо теплотехнический аппарат через входной канал с параметрами p_1, J_1, T_1 и скоростью ω_1 на геометрической высоте H_1 от условного уровня отсчета.

В самом аппарате рабочее тело получает от внешнего источника теплоту q и совершает над внешним объектом работу l_T, а затем покидает аппарат через выходной канал с параметрами p_2, J_2, T_2 и скоростью ω_2 на высоте H_2 от того же уровня отсчета.

В аппарате протекает обратимый процесс, при котором внутренняя энергия рабочего тела изменяется на величину Δu и совершается работа изменения объема *l:*

$$q = \Delta u + l$$

Это выражение, относящееся к процессу в потоке, можно представить в другом виде на основе следующих соображений.

Работа изменения объема расходуется в четырех различных направлениях:

- ► *работа проталкивания* $l_п$ затрачивается на преодоление действия внешних сил;
- ► *техническая работа* $l_т$ совершается над внешним объектом;
- ► $l_к$ затрачивается на изменение внешней кинетической энергии потока;
- ► $l_{пот}$ затрачивается на изменение внешней потенциальной энергии потока.

Таким образом $q = \Delta u + l_н + l_T + l_к + l_{пот}$

Работа потока против внешних сил, т. е. работа проталкивания

$$l_n = p_2 s_2 f_2 - p_1 s_1 f_1 = p_2 J_2 - p_1 J_1$$

где f_1 и f_2 – площади сечения входного и выходного каналов; s_1, s_2 – перемещение 1 кг потока в аппарате, ограниченного сечениями f_1 и f_2.

Работа на изменение внешней кинетической энергии 1 кг потока в аппарате

$$l_к = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}$$

Работа на изменение потенциальной энергии потока в аппарате

$$l_{пот} = g(H_2 - H_1)$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики для потока

$$q = u_2 - u_1 + (p_2 J_2 - p_1 J_1) + l_T + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(H_2 - H_1)$$

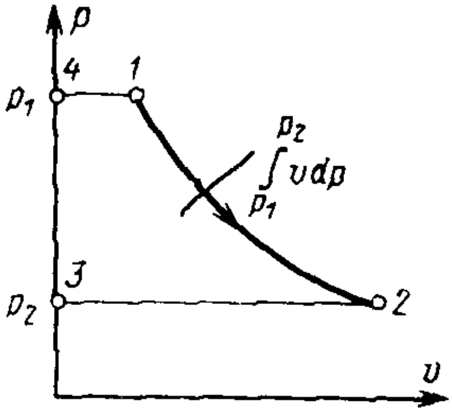
или

$$q = i_2 - i_1 + l_T + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(H_2 - H_1)$$

Сопоставив эту форму записи уравнения первого закона термодинамики для потока с другой его формой

$$q = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} J\,dp$$

получаем $l_T + \dfrac{w_2^2 - w_1^2}{2} + g(H_2 - H_1) = -\int_{p_1}^{p_2} J\,dp$



В pJ –диаграмме рассмотренного процесса интеграл правой части этого уравнения изображается площадью *1-2-3-4-1,* которая, таким образом, представляет собой часть работы изменения объема рабочего тела, полезно используемую на совершение технической работы и на изменение внешней энергии потока, а потому называемую *располагаемой работой* (остальная часть, равная работе проталкивания, полезно использованной быть не может).

Техническая работа потока

Рассмотрим аппарат, назначением которого является совершение технической работы.

Движение потока рабочего тела через аппарат горизонтальное, т.е его внешняя потенциальная энергия не изменяется.

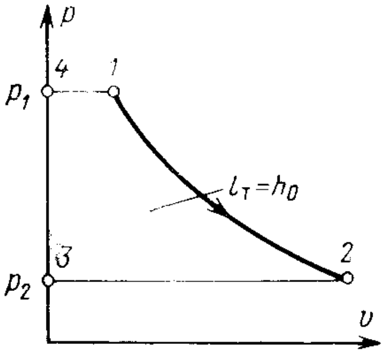
На входе в аппарат и на выходе из него скорости потока имеют конечные значения, однако ими можно пренебречь, считая $\omega_1 = \omega_2 = 0$

Такая идеализация вполне допустима и используется при теоретическом анализе работы турбин и компрессоров.

Уравнение первого закона термодинамики для потока принимает вид

$$q = i_2 - i_1 + l_T$$

где $l_T = -\int\limits_{p_1}^{p_2} J dp$.



Это равенство показывает, что в данном случае площадь *1-2-3-4-1,* заключенная между линией процесса в аппарате *1-2* и осью ординат, изображает собой только техническую работу потока.

Если давление в аппарате понижается (как, например, в турбине), то dp<0, следовательно, $-\int_{p_1}^{p_2} J dp > 0$, т.е. техническая работа положительна. Это означает, что она совершается потоком над внешним объектом.

Если давление в аппарате повышается (как, например, в компрессоре), т

dp>0, следовательно, $-\int_{p_1}^{p_2} J dp < 0$, т.е. техническая работа отрицательна. Это означает, что она совершается внешним двигателем над потоком.

Может быть и такой случай, когда давление в аппарате остается неизменным. Этот случай имеет место при рассмотрении процесса нагревания или охлаждения потока в теплообменнике. Естественно, что при этом техническая работа вообще не совершается (см. тему 1)

что и подтверждает равенство $\int_{p_1}^{p_2} J\,dp = 0$, имеющее место при $dp = 0$.

Теплота q в балансе энергии потока играет существенную роль лишь в тех случаях, когда теплообмен между потоком и окружающей средой организуется специально (как, например, при охлаждении стенок компрессора проточной водой). Идеализируя работу аппарата, происходящий в нем процесс можно считать адиабатным. Тогда уравнение потока принимает вид

$$l_T = i_1 - i_2$$

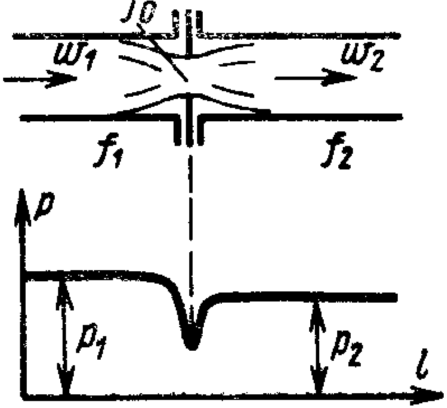
Таким образом, при адиабатном расширении потока техническая работа совершается им исключительно за счет снижения энтальпии и площадь фигуры *1-2-3-4-1* в этом случае, будучи равной технической работе потока, одновременно равна и разности энтальпии $i_1 – i_2$, которая обозначается буквой h_o и называется *располагаемым теплопадением.*

Смысл этого названия состоит в том, что величина h_o соответствуе тому максимуму технической работы, который может быть получен лишь в идеальном аппарате, а фактически из-за неизбежных потерь, связанных с необратимостью процесса, никогда не достигается.

Изложенное выявляет роль энтальпии потока в совершении им технической работы и наглядно иллюстрирует ее физический смысл.

По аналогии с механикой ее можно представить как термодинамический потенциал потока, убыль которого в обратимом адиабатном процессе расширения соответствует технической работе, совершаемой этим потоком.

Дросселирование газов и паров



Если на пути движения потока газа или пара имеется местное сопротивление, т. е. резкое сужение проходного сечения (например, диафрагма с небольшим отверстием в центре), то в месте сужения скорость резко возрастает, а давление понижается. При последующем понижении скорости из-за завихрений давлени восстанавливается не полностью, как показано на графике. Перепад давления $\Delta p = p_1 - p_2$ тем больше, чем меньше отношение f_o / f_1.

Понижение давления газа или пара при прохождении его через какое-либо местное сопротивление называется *дросселированием.*

Процесс дросселирования идет без теплообмена с окружающей средой и не сопровождается производством технической работы, поэтому аналитическое выражение первого закона термодинамики дл горизонтального потока принимает вид

$$i_2 - i_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = 0$$

или $i_1 + \frac{w_1^2}{2} = i_2 + \frac{w_2^2}{2}$

Изменение скорости при дросселировании может быть весьма значительным, но даже при очень больших скоростях кинетическая энергия потока столь несущественна по сравнению с его энтальпией, что вторыми слагаемыми можно пренебречь. Тогда получаем

$$i_1 = i_2$$

т.е. при дросселировании газа или пара его энтальпия практически не изменяется.

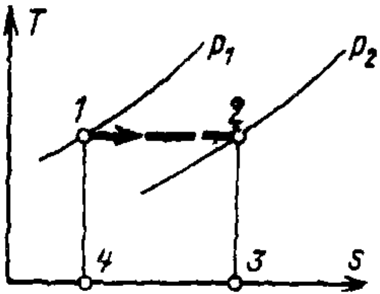
Идеализируя процесс адиабатного дросселирования, представим, что местное сопротивление выполнено в виде пористой пробки, т. е. системы мельчайших каналов с бесконечно большим количеством чередующихся расширений и сужений. По одну сторону от пробки давление выше, чем по другую, поэтому рабочее тело просачивается через пробку при нулевой скорости потока с обеих сторон.

В этих условиях равенство $i_1 = i_2$ из приближенного становится точным и может рассматриваться как основная характеристика процесса адиабатного дросселирования. В дальнейшем рассматривается именно такой идеальный процесс.

При дросселировании идеального газа, для которого $i = c_p T$ причем c_p = const, получаем

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{i_2 - i_1}{c_p} = 0,$$

т.е. температура идеального газа при дросселировании не изменяется

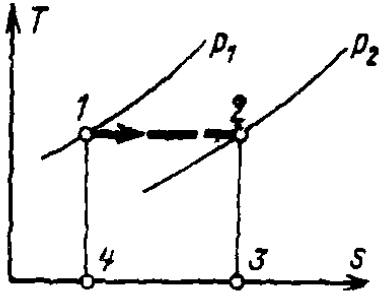


Если в Ts–диаграмме точка 1 соответствует состоянию идеального газа до дросселирования, то точка 2, соответствующая состоянию его посл дросселирования, лежит с ней на одной горизонтали и располагается правее (поскольку изобара p_2 находится правее изобары p_1).

График показывает, что дросселирование идеального газа сопровождается ростом его энтропии, несмотря на то, что процесс идет без теплообмена с окружающий средой. Это очевидно, поскольк этот процесс является необратимым.

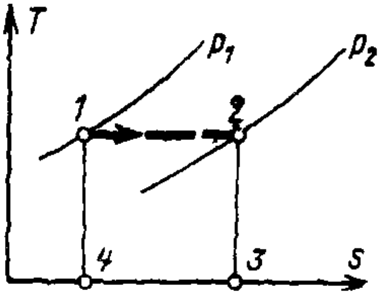
Энтропия является функцией состояния и, следовательно, ее изменение не зависит от пути, по которому газ переходит из состояния 1 в состояние 2*.* Это означает, что оно будет таким же, как при обратимом изотермическом процессе *1-2,* т. е. может быть определен по формуле

$$s_2 - s_1 = -R \ln \frac{p_2}{p_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}$$



Горизонтальную прямую *1-2* можно рассматриват как линию процесса дросселирования лишь в идеальном случае (когда местное сопротивление выполнено в виде пористой пробки), да и то лишь условно, поскольку в принципе графическому изображению поддаются лишь обратимые процессы и фактически линия *1-2* изображает не дросселирование, а обратимое изотермическое расширение газа.

Легко видеть, что эти два процесса, изображающиеся одной и той же линией, но в принципе совершенно различны:



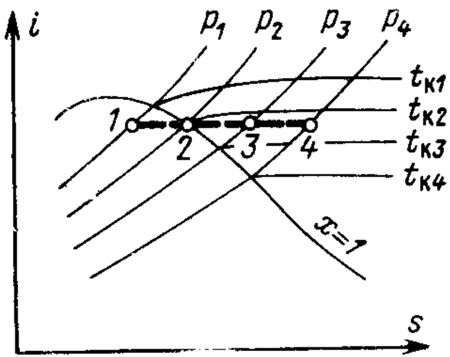
в изотермическом процессе площадь *1-2-3-4-1,* лежащая под линией процесса, представляет собой внешнюю теплоту, за счет которой и совершается работа расширения газа;

в процессе дросселирования эта площадь представляет собой внутреннюю теплоту, получаемую газом за счет превращения в тепловую энергию работы расширения, полностью затрачиваемой на вихреобразование.

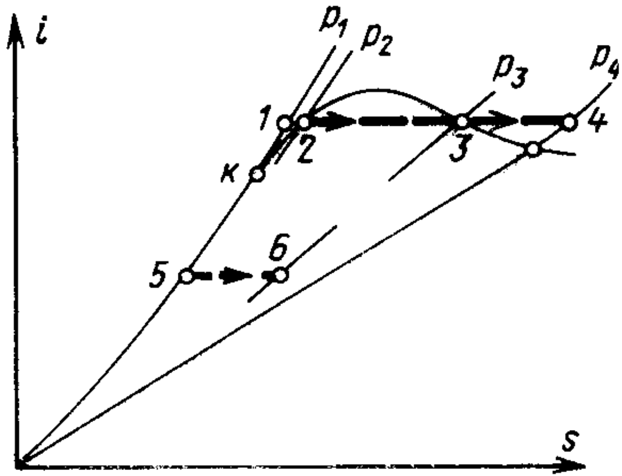
В реальном же процессе лишь точки *1* и *2* дают действительные равновесные состояния газа – начальное и конечное, а промежуточные точки линии *1-2* действительному процессу не соответствуют. Увеличение скорости в узком сечении происходит за счет уменьшения энтальпии газа, а, следовательно, сопровождается понижением температуры. В дальнейшем, по мере перехода кинетической энергии потока в потенциальную, температура газа восстанавливается.

Равным образом нельзя рассматривать реальный процесс дросселирования и как изоэнтальпийный, т. е. протекающий при i=const.

Процесс дросселирования водяного пара.



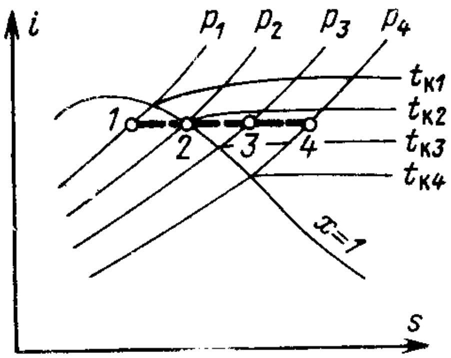
Из графика видно, что влажный пар в области умеренных давлений (точка 1) при дросселировании подсушивается, сухой насыщенный пар (точка 2) перегревается, а перегретый (точка 3) увеличивает свой перегрев.



В области высоких давлений, близких к критическому, перегретый пар (точка 1) сначала переходит в сухой насыщенный (точка 2), затем увлажняется, затем снова подсушивается, становясь сухим насыщенным (точка 3), и, наконец, вновь становится перегретым (точка 4)

Кипящая вода (точка 5) при дросселировании частично испаряется и переходит в смесь воды с насыщенным паром (точка 6).

В области перегретого пара понижение температуры при дросселировании меньше, чем в области влажного пара. Например,

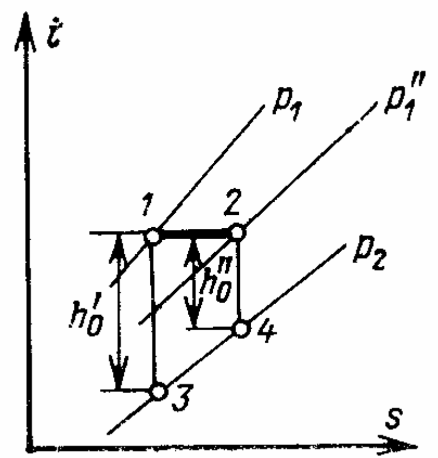


как видно из рисунка, при дросселировании сухого насыщенного пара с начальным давлением p_2 (точка 2) до давления p_3 (точка 3), его температура понижается до значения, промежуточного между $t_{к2}$ и $t_{к3}$.

Если же процесс дросселирования происходил бы в том же диапазоне давлений в области влажного пара, то температура его понизилась бы от $t_{к2}$. до $t_{к}$

Приближенно оценивая температурный эффект дросселирования перегретого пара, следует иметь в виду, что при дросселировании его на *Δp бар* понижение температуры составляет в зависимости от начальных параметров:

$$\Delta t = (0{,}3 \div 3)\Delta p\text{, }^{0}\mathrm{C}.$$



С помощью is–диаграммы можно показать, что дросселирование сопряжено с потерей располагаемой работы.

Если до дросселирования пар имел давление p_1 (точка 1), то располагаемое теплопадение было равно *h'o*, после дросселирования, когда ег давление снизилось до p_1'' (точка 2), располагаемое теплопадение стало равным *h''o*.

А т.к. точка *4* располагается выше точки *3*, очевидно, что $h_0'' < h_0'$.