

Лекция 7

ОСНОВЫ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

Уравнение энергии. Термодинамические процессы в турбомашинах



Курс

ОСНОВЫ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН



САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
SAMARA UNIVERSITY

7.1 УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

7.1.1 УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В МЕХАНИЧЕСКОЙ ФОРМЕ В АБСОЛЮТНОМ ДВИЖЕНИИ (УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ)

Рассмотрим установившееся стационарное течение рабочего тела через произвольную лопаточную машину. В потоке вблизи поверхности пера лопатки выделим произвольную бесконечно малую частицу, движущуюся с абсолютной скоростью $\vec{c}$ по некой пространственной траектории S . Вектор скорости $\vec{c}$ направлен по касательной к линии тока в рассматриваемой точке (рисунок 7.1).

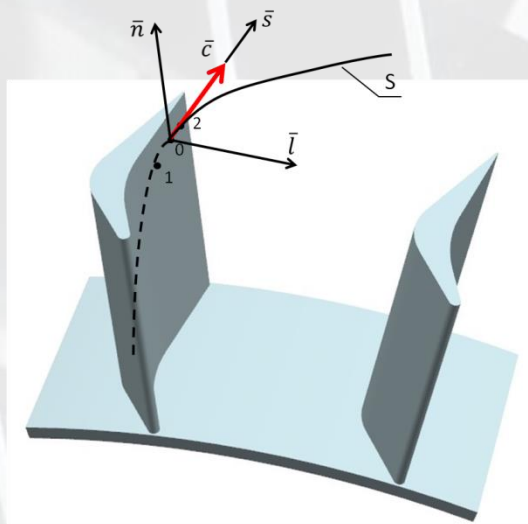


Рисунок 7.1 – Схема течения [30]

В рассматриваемой точке введем локальную систему координат $osnl$. Ее ось os направлена по касательной к линии тока, ось on направлена по нормали к линии тока, а ось ol перпендикулярна первым двум.

Вокруг рассматриваемой точки выделим бесконечно малый объем, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда, ориентированный вдоль осей локальной системы координат, со сторонами размерами ds , dn , dl и центром в начале координат (рисунок 7.2). Массу выделенного объема можно определить по формуле:

$$dm = \rho \cdot ds \cdot dn \cdot dl \quad (7.1)$$

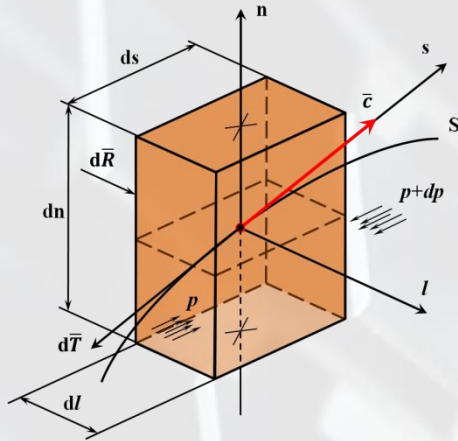


Рисунок 7.2 – Схема сил, действующих на выделенный объем

На выделенный объем действуют следующие силы:

$d\bar{P}$ – сила, вызванная неравномерностью поля давления;

$d\bar{R}$ – сила, с которой лопатка действует на заданный объем;

$d\bar{T}$ – сила трения (гидравлическое сопротивление), направленная по касательной к линии тока.

Весом частицы пренебрегаем, вследствие его малости по сравнению с другими силами.

Согласно второму закону Ньютона, сумма всех сил, действующих на выделенный объем равна произведению его массы на ускорение движения:

$$d\bar{P} + d\bar{R} + d\bar{T} = dm \frac{d\bar{c}}{dt} \quad (7.2)$$

Спроецировав уравнение 7.2 на ось os локальной СК получим:

$$dR_s - dT + p \cdot dl \cdot dn - (p + dp) \cdot dl \cdot dn = dm \frac{dc}{dt} \quad (7.3)$$

Раскрывая скобки в левой части, поделим обе части уравнения на dm и, умножим их на ds . С учетом 7.1, придем к следующему выражению:

$$\frac{dR_s ds}{dm} - \frac{dT ds}{dm} - \frac{dp \cdot dl \cdot dn \cdot ds}{\rho \cdot ds \cdot dn \cdot dl} = \frac{ds}{dt} dc \quad (7.4)$$

Учитывая, что произведение силы на перемещение дают механическую работу, то слагаемые уравнения 7.4 имеют следующий физический смысл:

$\frac{dR_s ds}{dm} = dL_T$ - удельная (т.е. приходящаяся на 1 кг рабочего тела) механическая работа, подведенная к частице рабочего тела лопатками;

$\frac{dT ds}{dm} = dL_r$ - удельная работа, затраченная на преодоление сил трения.

$\frac{dp}{\rho}$ - работа по изменению давления (т.е. работа по расширению или сжатию рабочего тела);

$\frac{ds}{dt} dc = d\left(\frac{c^2}{2}\right)$ - изменение кинетической энергии потока.

Учитывая это, уравнение 7.4 примет вид:

$$dL_T = \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dL_r \quad (7.5)$$

Интегрируя последнее уравнение на участке пути частицы от входа «1» до выхода из ЛВ «2» окончательно получаем:



$$L_T = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_r \quad (7.6)$$

Это уравнение называется *уравнением сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении*. Также оно известно как *уравнение Бернулли*.

L_T –механическая энергия, подведенная к одному килограмму рабочего тела. Она также носит название *теоретического напора*.

Уравнение 7.6. фактически связывает работу турбомашин с изменением потенциальной и кинетической энергий потока, а также с гидравлическими потерями. Следует отметить, что уравнение Бернулли не зависит от теплообмена с окружающей средой. Однако теплообмен оказывает косвенное влияние на показатель политропы процесса [73].

Уравнение энергии в механической форме универсально: оно пригодно для описания как одномерных, так и двухмерных моделей рабочего процесса ЛМ. При этом под величинами p_i , T_i , c_i , ρ_i понимаются их некоторые средние значения. В силу универсальности уравнение 7.6 может быть применено также и к отдельно взятым лопаточным венцам

Следствие №1: Запишем уравнение сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении применительно к компрессору. Как известно, для функционирования компрессора к нему подводится механическая энергия. По принятым в термодинамике правилам, подводимая в процессе работа считается положительной, а отбираемая – отрицательной. В результате внешний



вид уравнения Бернулли для компрессора не будет отличаться от канонического вида:

$$L_{\text{тк}} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_r \quad (7.7\text{к})$$

Анализируя уравнение сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении записанное для компрессора (уравнение 2.5.7к) можно заключить, что *работа, подводимая в компрессоре, расходуется на повышение давления, изменение кинетической энергии потока и преодоление гидравлических потерь*. Поскольку основная задача компрессора – повышение давления рабочего тела, то второй и третий члены правой части уравнения должны быть минимальны. Отсюда также следует, что для того, чтобы подводимая работа $L_{\text{тк}}$ максимально расходовалась на повышение давления потери энергии в компрессоре L_r должны быть минимальны, а кинетическая энергия не должна меняться значительно [1, 3, 12, 7].

Следствие №2: Запишем уравнение сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении применительно к турбине. Она сама производит механическую энергию, которую затем передает потребителю. Т.е. знак перед величиной работы изменится на отрицательный. Учитывая это, а также то, что в турбине происходит расширение газа ($\int_1^2 \frac{dp}{\rho} < 0$), получим:

$$\int_2^1 \frac{dp}{\rho} = L_{\text{тт}} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + L_r \quad (7.7\text{т})$$



Анализируя уравнение сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении записанное для турбины (уравнение 7.7т) можно заключить, что *энергия, получаемая в результате расширения газа в турбине, расходуется на получение механической работы, изменение кинетической энергии потока и преодоление гидравлических потерь.*

Основное назначение турбины – получение механической работы $L_{\text{ТТ}}$. Поэтому, для получения максимальной работы потери энергии в турбине L_r должны быть минимальны, а кинетическая энергия не должна меняться значительно [1,7].

Следствие №3: Полное давление потока p^* может быть найдено по формуле 2.3.14. Учитывая это, уравнение энергии в механической форме в абсолютном движении может быть записано в следующем виде:

$$L_{\text{Т}} = \int_1^2 \frac{dp^*}{\rho} + L_r \quad (7.8)$$

В лопаточных машинах подводимая/отводимая в рабочем процессе работа $L_{\text{Т}}$ на несколько порядков превосходит энергию, затрачиваемую на преодоление потерь $L_r \rightarrow 0$ ($L_{\text{Т}} \gg L_r$). Отсюда можно сделать вывод, что *величина полного давления p^* в потоке жидкости или газа меняется только в случае наличия подвода или отвода механической энергии* [7].

В действительности, даже при отсутствии видимого энергообмена, полное давление p^* несколько снижается (обычно не более, чем на 5%) из-за наличия гидравлических потерь. Данное обстоятельство используется для оценки газодинамического совершенства



неподвижных элементов проточной части (НА, СА, опоры, сопла, входные устройства и т.п.) с помощью *коэффициента восстановления полного давления*, который представляет собой отношение полного давления на выходе из канала p_2^* к полному давлению на входе p_1^* :

$$\sigma = \frac{p_2^*}{p_1^*} \quad (7.9)$$

Его величина меняется в интервале от 0 до 1. Величина 1 соответствует случаю идеального течения без гидравлических потерь [2,7].

Следствие №4: Уравнение Бернулли для несжимаемого идеального рабочего тела, движущегося без потерь и энергообмена будет иметь следующий вид:

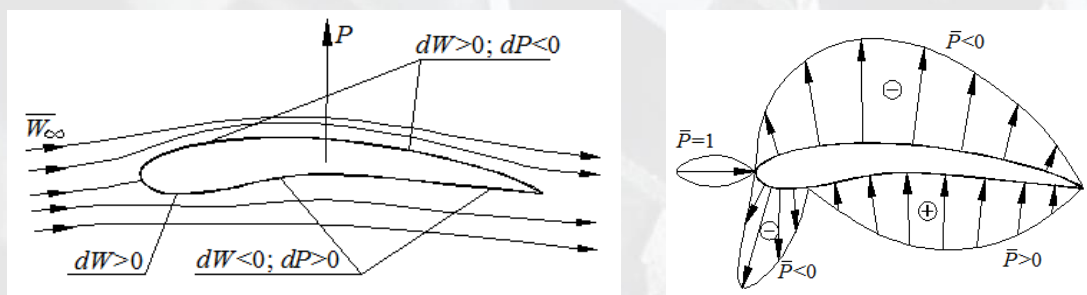
$$\frac{p}{\rho} + \frac{c^2}{2} = const \quad (7.10)$$

Из этого уравнения следует, что сумма кинетической и потенциальной энергии энергоизолированного потока жидкости или газа остается неизменной. Изменение условий течения в таком потоке приводит к перераспределению указанных составляющих энергий при сохранении общего баланса. Отсюда следует, что *в потоке жидкости или газа, к которому не подводится ни тепло, не работа увеличение скорости потока с вызывает падение статического давления p и наоборот.*

Данное следствие лежит в основе получения подъемной силы крыловидного профиля. Крыло самолета имеет несимметричный



профиль (верхняя часть крыла более выпуклая). При его обтекании на выпуклой поверхности линии тока сближаются – газ ускоряется, давление падает. На большей части вогнутой поверхности происходит торможение потока и давление растет. Вблизи передней кромки профиля газ полностью тормозится, и вся энергия преобразуется в давление. Результирующая сил давления направлена приблизительно перпендикулярно направлению набегающего потока в сторону выпуклой поверхности [3] (рисунок 7.3).



а) - линии тока при обтекании
профиля

б) - распределение
коэффициента
давления по профилю

Рисунок 7.3 – К объяснению возникновения подъемной силы крыла [3].

Аналогичным образом возникает газовая сила, действующая на турбинный профиль в конечном итоге заставляющая турбину вращаться.

7.1.2 УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В МЕХАНИЧЕСКОЙ ФОРМЕ В ОТНОСИТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ

Вновь, как и в случае вывода уравнения Бернулли, рассмотрим установившееся стационарное течение рабочего тела через рабочее колесо произвольной лопаточной машины. В отличие от случая, рассмотренного ранее, объектом внимания является именно венец, вращающийся с постоянной угловой скоростью ω . В потоке

вблизи поверхности пера лопатки выделим произвольную бесконечно малую частицу A , движущуюся со скоростью $\bar{w}$ в системе координат вращающейся вместе с РК с угловой скоростью ω . В указанной СК точка движется по траектории S_w . Вектор скорости $\bar{w}$ направлен по касательной к линии тока S_w в рассматриваемой точке.

В рассматриваемой точке введем локальную систему координат $As_w n_w l_w$, ось As_w которой направлена по касательной к линии тока в точке A , ось An_w - нормаль к траектории движения частицы S_w , а ось Al_w перпендикулярна первым двум (рисунок 7.4).

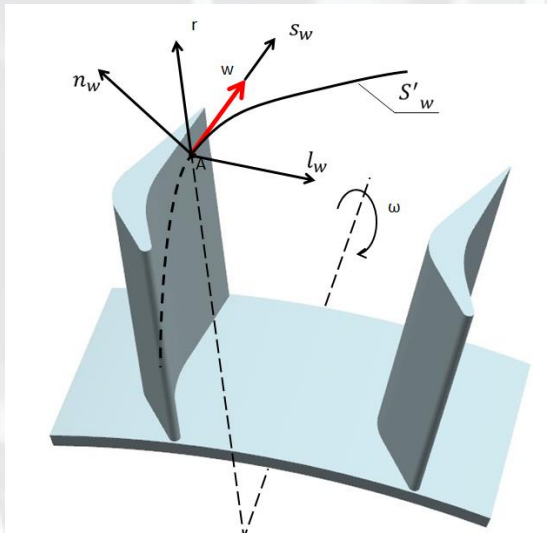


Рисунок 7.4 – Схема течения

Вокруг рассматриваемой точки выделим бесконечно малый объем, имеющий форму параллелепипеда, ориентированный вдоль осей локальной СК, со сторонами размерами ds_w , dn_w , dl_w и центром в начале координат (рисунок 7.5). Масса выделенного объема составляет:

$$dm = \rho \cdot ds_w \cdot dn_w \cdot dl_w \quad (7.11)$$

Поскольку выделенный объем рассматривается в подвижной СК, то согласно принципу Даламбера, при составлении уравнения

равновесия для получения уравновешенной системы к активным силам, действующим на объем, необходимо прибавить силы инерции [28].

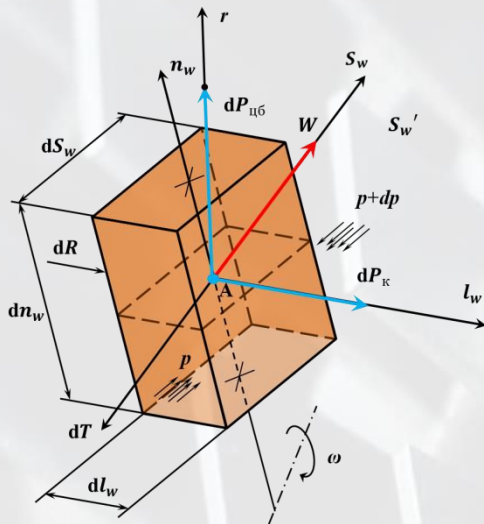


Рисунок 7.5 – Схема сил, действующих на выделенный объем

На выделенный объем действуют следующие силы (рисунок 7.5):

$d\bar{R}$ – сила, с которой лопатка действует на частицу, направленная перпендикулярно траектории движения ($d\bar{R} \perp d\bar{w}$);

$d\bar{P}$ – сила давления, с которой среда воздействует на частицу;

$d\bar{T}$ – сила трения, направленная по касательной к линии тока.

Перечисленные силы являются активными. Кроме того, на выделенный объем действуют две инерционных силы: центробежная $d\bar{P}_{цб}$ и сила Кариолиса $d\bar{P}_к$.

Центробежная сила $d\bar{P}_{цб}$, направлена вдоль радиуса от центра к периферии. Ее величина может быть найдена по формуле:

$$|d\bar{P}_{цб}| = \omega^2 \cdot r \cdot dm \quad (7.12)$$

где r – расстояние от оси вращения до центра массы рассматриваемой частицы.

Сила Кариолиса $d\bar{P}_k$ перпендикулярна вектору относительной скорости $\bar{w}$ ($d\bar{P}_k \perp \bar{w}$) и вектору угловой скорости $\bar{\omega}$ ($d\bar{P}_k \perp \bar{\omega}$). Ее величина может быть найдена по следующей формуле:

$$|d\bar{P}_k| = w \cdot \omega \cdot dm \cdot \sin(w \wedge \omega) \quad (7.13)$$

В относительной системе координат выделенный объем движется ускоренно под действием указанных выше сил. Данное обстоятельство позволяет записать для рассматриваемого случая уравнение второго закона Ньютона:

$$d\bar{P} + d\bar{R} + d\bar{T} + d\bar{P}_k + d\bar{P}_{цб} = dm \frac{d\bar{w}}{dt} \quad (7.14)$$

Рассмотрим, чему равны проекции перечисленных сил на ось As_w локальной СК:

- вектор $d\bar{R}$ перпендикулярен вектору скорости $\bar{w}$, который лежит на оси As_w . По этой причине проекция $dR_{sw} = 0$;
- сила трения направлена вдоль касательной к линии тока в сторону противоположную движению, поэтому $dT_{sw} = -dT$;
- сила Кориолиса $d\bar{P}_k$ по определению направлена перпендикулярно направлению вектора скорости $\bar{w}$ и по этой причине ее проекция на ось As_w также равна нулю $dP_{ksw} = 0$;



- проекция сил давления на ось os_w является разностью сил давления, действующих на поверхности выделенного объема перпендикулярные указанной оси. Такими поверхностями являются грани со сторонами dn_w и dl_w (рисунок 7.5). На поверхность, находящуюся ниже по потоку действует сила $-(p + dp) \cdot dn_w \cdot dl_w$, а на поверхность выше по течению $p \cdot dn_w \cdot dl_w$. Следует обратить внимание на то, что эти силы действуют в противоположных направлениях, поэтому проекция сил давления на ось As_w , действующая на выделенный объем, равна:

$$dP_{sw} = -dp \cdot dn_w \cdot dl_w \quad (7.15)$$

Проекция центробежной силы на ось As_w будет равна:

$$dP_{ksw} = \omega^2 \cdot r \cdot dm \cdot \cos \psi \quad (7.16)$$

где ψ - угол между осью os_w и радиальным направлением (рисунок 7.6). Определим, чему он равен. За бесконечно малое время dt частица переместится в направлении As_w на ds_w проекция этого перемещения на ось r равна dr . Из прямоугольного треугольника (рисунок 7.6) очевидно, что:

$$\cos \psi = \frac{dr}{ds_w}$$

Учитывая сказанное выше, спроецируем уравнение 7.14 на ось As_w и получим:



$$\omega^2 \cdot r \cdot dm \cdot \frac{dr}{ds_w} - dT - dp \cdot dn_w \cdot dl_w = dm \frac{dw}{dt} \quad (7.17)$$

Поделив обе части уравнения на dm и умножив их на ds_w придем к следующему выражению:

$$\omega^2 \cdot r \cdot dr - \frac{dT ds}{dm} - \frac{dp \cdot dn_w \cdot dl_w ds_w}{\rho \cdot dn_w \cdot dl_w ds_w} = \frac{ds_w}{dt} dw \quad (7.18)$$

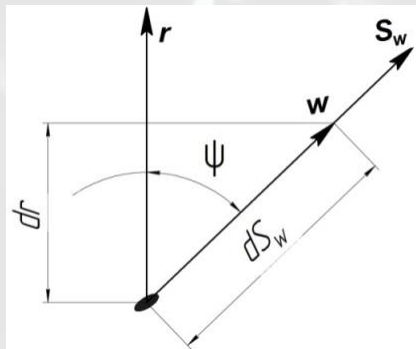


Рисунок 7.6 – К определению угла ψ

Принимая во внимание, что произведение силы на перемещение представляют собой работу, то слагаемым уравнения 7.18 можно придать следующий физический смысл:

$\frac{dT ds}{dm} = dL_r$ - удельная работа, затраченная на преодоление сил трения;

$\frac{dp}{\rho}$ - работа по изменению давления (т.е. работа по расширению или сжатию);

$\omega^2 \cdot r \cdot dr = d\left(\frac{\omega^2 r^2}{2}\right) = d\left(\frac{u^2}{2}\right)$ - удельная работа инерционных сил;

$\frac{ds_w}{dt} dw = d\left(\frac{w^2}{2}\right)$ - изменение удельной кинетической энергии потока в относительном движении.

Учитывая это, уравнение 7.18 примет вид:

$$d\left(\frac{u^2}{2}\right) = \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + dL_r \quad (7.19)$$

Интегрируя последнее уравнение на конечном участке от входной границы «1» до выхода из канала «2» окончательно получаем:

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + L_r \quad (7.20)$$

Это уравнение называется *уравнением сохранения энергии в механической форме в относительном движении*. Его используют только применительно к потоку в рабочих колесах [7, 30].

Следствие №1: Запишем уравнение сохранения энергии в механической форме в относительном движении применительно к РК компрессора:

$$\int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - L_r \quad (7.21к)$$

Из этого уравнения следует, что *изменение потенциальной энергии сил давления (другими словами повышение давления) происходит за счет движения рабочего тела в поле действия инерционных сил $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2}$ и преобразования части кинетической энергии относительного движения в потенциальную (торможения потока в*



относительном движении) $\frac{w_1^2 - w_2^2}{2}$, вопреки гидравлическим потерям L_r .

Основываясь на сделанном выводе, сравним рабочий процесс в РК центробежного и осевого компрессоров (рисунок 7.7).



Рисунок 7.7 – Сравнение осевого и центробежного компрессоров

В центробежном компрессоре рабочее тело входит в РК на радиусе r_1 , а выходит на радиусе r_2 , который существенно больше первого. Данное обстоятельство говорит том, что окружная скорость на выходе РК существенно больше, чем на ее входе $u_2 > u_1$ и, следовательно, действие инерционных сил в РК является существенным фактором, повышающим потенциальную энергию и давление в ЦБК. Поскольку действие инерционных сил в ЦБК превосходят изменение кинетической энергии, то в таком компрессоре можно получить повышение давления при конфузорной форме межлопаточного канала. Для конфузорного течения характерны меньшие потери энергии, чем для диффузорного [6].

В осевом компрессоре рабочее тело входит в РК и покидает его на близких радиусах, что обуславливает примерное равенство окружных скоростей. В результате действие инерционных сил в таком компрессоре оказывается незначительным.

Таким образом, повышение давления в РК ЦБК происходит за счет торможения потока в относительном движении и за счет действия инерционных сил. В то же время в РК осевого компрессора давление растет только за счет торможения потока в относительном движении. По этой причине степень повышения давления π_k^* ступени осевого компрессора меньше степени повышения давления ступени ЦБК.

Следствие №2: Запишем уравнение сохранения энергии в механической форме в относительном движении применительно к РК турбины:

$$\int_2^1 \frac{dp}{\rho} = \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + L_r \quad (7.21\text{т})$$

Из этого уравнения следует, что работа расширения газа в РК турбины идет на преодоление инерционных сил $\frac{u_1^2 - u_2^2}{2}$, на увеличение кинетической энергии в относительном движении $\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}$ и на преодоление гидравлического сопротивления L_r [7, 30].

Из уравнения 7.21т видно, что в случае движения рабочего тела от центра к периферии $u_2 > u_1$ значительная часть энергии перейдет в кинетическую энергию потока, что приведет к большим гидравлическим потерям. По этой причине центробежные турбины не получили распространения.



Следствие №3: Уравнение 7.20 может быть записано в следующем виде:

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = \int_1^2 \frac{dp + \frac{1}{2}\rho \cdot dw^2}{\rho} + L_r \quad (7.22)$$

Как следует из уравнения 7.16, числитель подынтегрального выражения представляет собой давление заторможенного потока в относительной системе координат. Тогда имеем:

$$\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = \int_1^2 \frac{dp_w^*}{\rho} + L_r \quad (7.23)$$

Введем обозначение

$$p_\omega^* = p_w^* - \frac{1}{2}\rho u^2 = p + \frac{1}{2}\rho(w^2 - u^2) \quad (7.24)$$

Эта величина представляет собой *давление потока, заторможенного во вращающемся колесе*. Тогда выражение 7.23 примет вид:

$$\int_1^2 \frac{dp_\omega^*}{\rho} + L_r = 0 \quad (7.25)$$

Из него следует то, что в случае идеального течения *давление потока, заторможенного во вращающемся колесе, сохраняется постоянным*.



Опираясь на уравнение 7.25 можно заключить, что гидравлическое совершенство РК и других вращающихся каналов также может быть оценено с помощью коэффициента восстановления полного давления:

$$\sigma_{\text{РК}} = \frac{p_{\omega 2}^*}{p_{\omega 1}^*} = \frac{p_{w 2}^* - \frac{1}{2} \rho_2 u_2^2}{p_{w 1}^* - \frac{1}{2} \rho_1 u_1^2} \quad (7.26)$$

Следствие №4: Подставляя уравнение 7.21к и 7.21г в 7.6 можно получить еще одно важное соотношение для теоретического напора:

$$L_{\text{Т}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \quad (7.27\text{к})$$

Подводимая работа в РК компрессора идет на увеличение кинетической энергии в абсолютном движении (1 слагаемое), повышение давления за счет действия центробежных сил (2 слагаемое) и повышение давления за счет торможения в относительном движении [3].

$$L_{\text{Т}} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \quad (7.27\text{г})$$

Удельная теоретическая работа, совершаемая газом на лопатках РК турбины, получается за счет изменения кинетической энергии в СА и РК и действия центробежных сил.



Сравнивая уравнения 7.27к и 7.27т видно, что эти уравнения очень похожи и отличаются только знаками (которые диаметрально противоположны). Отсюда можно сделать вывод, что компрессор и турбина являются обращенными машинами.

Существенным принципиальным отличием процесса в компрессоре и турбине является то, что в ступени компрессора $dp > 0$ (поток тормозится), т.е. процесс диффузорный, а в турбине $dp < 0$ (поток ускоряется) – процесс конфузорный [1, 3].

В уравнениях 7.27к и 7.27т приращение кинетической энергии в абсолютном движении в компрессоре называется динамическим напором колеса (для турбины – динамической удельной работой) [6]:

Для компрессора (насоса):

$$L_{\text{дин}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \quad (7.28\text{к})$$

Для турбины:

$$L_{\text{дин}} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} \quad (7.28\text{т})$$

Приращение потенциальной энергии рабочего тела в компрессоре называется *статическим напором колеса* (для турбины *статическая удельная работа*) [6]:

Для компрессора (насоса):

$$L_{\text{стат}} = \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - L_r \quad (7.29\text{к})$$



Для турбины:

$$L_{\text{стат}} = \int_2^1 \frac{dp}{\rho} = \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + L_r \quad (7.29\text{т})$$

Таким образом, теоретический напор компрессора является суммой статического, динамического и потерянного напоров [3, 6].

Для компрессора (насоса):

$$L_{\text{т}} = L_{\text{дин}} + L_{\text{стат}} + L_r \quad (7.30\text{к})$$

Для турбины:

$$L_{\text{т}} = L_{\text{дин}} + L_{\text{стат}} - L_r \quad (7.30\text{т})$$

Следует отметить, что внутренний напор турбомашин L_i (полная энергия, переданная турбомашине) находится по аналогичному соотношению:

$$L_i = L_{\text{дин}} + L_{\text{стат}} + L_{\text{lost}} \quad (7.31)$$

Однако здесь, в отличие от теоретического напора (энергии, переданной лопатками в поток) под потерями напора L_{lost} понимается несколько иное. В их состав входят гидравлические потери в проточной части L_r , потери на трение наружной поверхности дисков о рабочее тело и затраты на циркуляцию газа в притракторных полостях $L_{\text{д}}$, а также потери связанные с наличием утечек $L_{\text{ут}}$. Следует отметить, что здесь имеются утечки рабочего тела, покидающего лопаточный венец (утечки через неплотности, перетекания



через бандаж и лабиринтные зазоры). Потери энергии из-за утечек над верхним торцем лопатки с корытца на спинку относятся к гидравлическим потерям L_r , поскольку рабочее тело не покидает венца.

$$L_{lost} = L_r + L_d + L_{ут} \quad (7.32)$$

Учитывая 7.25 и 7.26 можно записать выражение для внутреннего напора турбомашин L_i :

Для компрессора (насоса):

$$L_i = L_{дин} + L_{стат} + L_r + L_d + L_{ут} == L_T + L_d + L_{ут} \quad (7.33к)$$

Для турбины:

$$L_i = L_{дин} + L_{стат} - L_r - L_d - L_{ут} \quad (7.33т)$$

Связь разных элементов напора показана на рисунках 7.8 и 7.9.

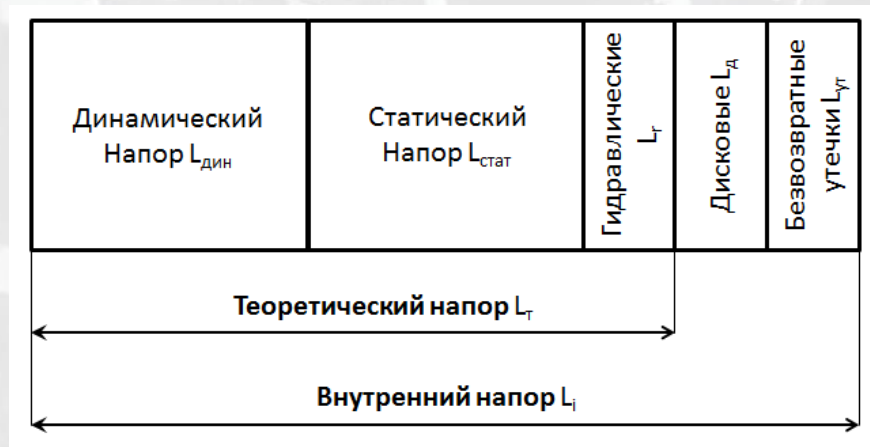


Рисунок 7.8 – Баланс напоров компрессора (насоса)

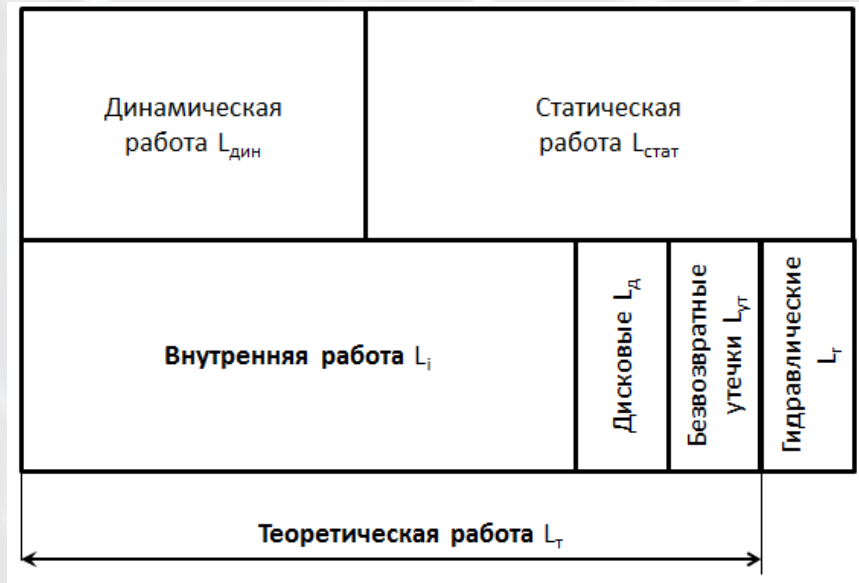


Рисунок 7.9 – Баланс удельных работ турбины

7.1.3 УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ТЕПЛОВОЙ ФОРМЕ В АБСОЛЮТНОМ ДВИЖЕНИИ

Запишем уравнение сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении в дифференциальном виде (7.5). При этом учтем, что плотность обратно пропорциональна удельному объему ($\vartheta = 1/\rho$):

$$dL_T = \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dL_r = \vartheta \cdot dp + d\left(\frac{c^2}{2}\right) + dL_r \quad (7.34)$$

Энергия, расходуемая в реальном процессе на преодоление гидравлических потерь dL_r , независимо от природы потерь, в конечном итоге преобразуется в тепло и подводится к рабочему телу ($dL_r = dQ_r$). Это единственный источник тепла, подводимого к потоку в неохлаждаемых лопаточных машинах ($dQ_{\text{вн}} = 0$).

Согласно первому закону термодинамики подводимое тепло идет на совершение работы $p \cdot d\vartheta$ по преодолению внешних сил и изменению объема рабочего тела, а также на изменение внутренней энергии $du = d(c_v T)$:

$$dQ_{\text{вн}} + dQ_r = p \cdot d\vartheta + d(c_v T) \quad (7.35)$$

откуда

$$dL_r = dQ_r = p \cdot d\vartheta + d(c_v T) - dQ_{\text{вн}} \quad (7.35a)$$

Подставив уравнение 7.34 последнее выражение для dL_r получим:

$$dL_T = \vartheta \cdot dp + p \cdot d\vartheta + d(c_v T) + d\left(\frac{c^2}{2}\right) - dQ_{\text{вн}}$$

или

$$dL_T + dQ_{\text{вн}} = d(p\vartheta) + d(c_v T) + d\left(\frac{c^2}{2}\right) \quad (7.36)$$

Сумма $d(p\vartheta) + d(c_v T) = di$ представляет собой изменение энтальпии.

Учитывая сказанное выше, а также то, что сумма энтальпии и кинетической энергии $i + \frac{c^2}{2}$ является энтальпией по заторможенным параметрам $i^* = c_p T^*$ из 7.36 получим:



$$dQ_{\text{вн}} + dL_{\text{т}} = di + d\left(\frac{c^2}{2}\right) = di^* = c_p dT^* \quad (7.37)$$

Интегрируя последнее уравнение на конечном участке пути частицы от входа «1» до выхода «2», окончательно получаем:

$$Q_{\text{вн}} + L_{\text{т}} = (i_2 - i_1) + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = i_2^* - i_1^* = c_p T_2^* - c_p T_1^* \quad (7.38)$$

Это уравнение сохранения энергии в тепловой форме в абсолютном движении.

Из него следует, что *подводимые в термодинамическом процессе внешнее тепло и работа идут на изменение энтальпии и кинетической энергии потока* [3].

Обращает на себя внимание тот факт, что в уравнение 7.38 не учитываются потери энергии на преодоление гидравлических потерь. Это связано с тем, что они фигурируют в виде тепла, которое остается в потоке (в виде энтальпии). Переход работы в трение увеличивает i_2 и снижает c_2 [1, 36].

Из этого уравнения следует, что *полная температура T^* рабочего тела меняется только тогда, когда в рабочем процессе подводится/отводится внешнее тепло и/или механическая работа*. Применительно к неохлаждаемым лопаточным машинам это означает, что температура заторможенного потока будет меняться только в рабочем колесе. В НА и СА она сохранится постоянной.

В уравнение сохранения энергии в тепловой форме в абсолютном движении (7.38) в явном виде не входят гидравлические потери dL_r , а значит это уравнение применимо как для идеального, так и реального



газа, обладающего вязкостью [73]. По той же причине можно заключить, что на величину полной температуры T^* в отличие от полного давления p^* не влияют потери энергии в потоке dL_r .

Силы гидравлического трения, возникающие на стенках, ограничивающих поток газа, и силы внутреннего трения между отдельными струйками газа являются внутренними силами, а работа на их преодоление практически полностью переходит в тепло. Трение подводит лишь к преобразованию одного вида энергии в другой и не отображается в общем балансе энергии. Например, если из-за трения уменьшается кинетическая энергия, энтальпия (внутренняя энергия) возрастет на ту же величину.

7.1.4 УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ТЕПЛОВОЙ ФОРМЕ В ОТНОСИТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ

Запишем уравнение сохранения энергии в механической форме в относительном движении в дифференциальном виде (7.19). При этом учтем, что плотность обратно пропорциональна удельному объему ($\vartheta = 1/\rho$):

$$d\left(\frac{u^2}{2}\right) = \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + dL_r = \vartheta \cdot dp + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + dL_r \quad (7.39)$$

Энергия, расходуемая в реальном процессе на преодоление гидравлических потерь dL_r , независимо от природы потерь, в конечном итоге преобразуется в тепло и подводится к рабочему телу ($dL_r = dQ_r$). Это единственный источник тепла, подводимого к потоку в неохлаждаемых лопаточных машинах ($dQ_{\text{вн}} = 0$).

Подставив выражение 7.35а получим:



$$d\left(\frac{u^2}{2}\right) = \vartheta \cdot dp + p \cdot d\vartheta + d(c_v T) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) - dQ_{\text{вн}}$$

$$d\left(\frac{u^2}{2}\right) + dQ_{\text{вн}} = d(p\vartheta) + d(c_v T) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) \quad (7.40)$$

Как отмечалось в разделе 7.1.3 сумма $di = d(p\vartheta) + d(c_v T)$ представляет собой изменение энтальпии. Поэтому окончательно имеем:

$$d\left(\frac{u^2}{2}\right) + dQ_{\text{вн}} = d(i) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) \quad (7.41)$$

Сумма энтальпии и кинетической энергии потока в относительном движении представляет собой энтальпию потока, заторможенного в относительном движении:

$$i + \frac{w^2}{2} = i_w^* = c_p T_w^* \quad (7.42)$$

где T_w^* - температура потока, заторможенного в относительной СК.

Поэтому окончательно имеем:

$$d\left(\frac{u^2}{2}\right) + dQ_{\text{вн}} = d(i) + d\left(\frac{w^2}{2}\right) = di_w^* = d(c_p T_w^*) \quad (7.43)$$

Интегрируя последнее уравнение на конечном пути частицы от входа «1» до выхода из ЛВ «2», окончательно получаем:



$$Q_{\text{вн}} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = (i_2 - i_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = i_{2w}^* - i_{1w}^* = c_p T_{2w}^* - c_p T_{1w}^* \quad (7.44)$$

Это уравнение сохранения энергии в тепловой форме в относительном движении.

Следствие №1. Из данного уравнения следует, что работа инерционных сил и подводимое в процессе внешнее тепло идут на изменение энтальпии и на изменение кинетической энергии потока в относительном движении.

Следствие №2. Анализируя уравнение 7.44 можно заключить, что температура потока, заторможенного в относительном движении T_w^* не зависит от аэродинамического совершенства лопаточной машины и меняется только при подводе внешнего тепла и действии инерционных сил.

Следствие №3. Введем обозначение

$$T_\omega^* = T_w^* - \frac{1}{2c_p} u^2 = T + \frac{1}{2} \rho (w^2 - u^2) \quad (7.45)$$

Эта величина представляет собой *температуру потока, заторможенного во вращающемся колесе*. Тогда выражение 7.44 примет вид:

$$Q_{\text{вн}} = c_p T_{2\omega}^* - c_p T_{1\omega}^* \quad (7.46)$$



Из него следует то, что *температуру потока, заторможенного во вращающемся колесе, изменяется только при подводе/отводе тепла*. Поскольку в неохлаждаемом РК турбомашин подвода/отвода тепла нет, то для него $T_{\omega}^* = \text{const}$.

Следствие №4. Рассмотрим элементарную решетку рабочего колеса ЦБК. Лопатки РК – неохлаждаемые, т.е. внешнее тепло к потоку не подводится ($Q_{\text{вн}} = 0$). Уравнение энергии в тепловой форме в относительном движении для данного случая имеет вид:

$$(i_2 - i_1) = c_p(T_2 - T_1) = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \quad (7.47)$$

Учитывая, что в ЦБК рабочее тело движется от меньшего диаметра к большему ($u_2 > u_1$) и тормозится в относительном движении ($w_1 > w_2$), то $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} > 0$ и $\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} > 0$. Тогда из уравнения 7.47 следует, что $T_2 > T_1$. То есть, в РК ЦБК *статическая температура возрастает из-за торможения потока в относительном движении и из-за работы инерционных сил*.

Если уравнение энергии записать для осевого компрессора ($u_2 \approx u_1$), то оно будет иметь вид:

$$c_p(T_2 - T_1) = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \quad (7.48)$$

Отсюда можно сделать вывод, что статическая температура в РК осевого компрессора растет только из-за торможения потока в относительном движении.



7.2 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ ТУРБОМАШИН

Турбомашина является не только механическим устройством, в котором к потоку рабочего тела подводится (либо отводится) работа. Этот процесс сопровождается, одновременно изменением давления p_i и температуры T_i , что однозначно определяет лопаточную машину и как тепловую машину [1, 36].

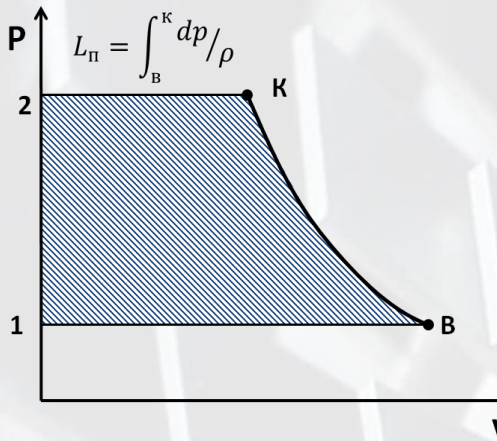
При исследовании термодинамических процессов изменения состояния рабочего тела в турбокомпрессорах используются p - v ; T - S и i - S диаграммы. Они позволяют помимо параметров газа (T, P, v, S, i) определить энергетические параметры процессов (работу, потери энергии, подведенное и отведенное тепло) [3, 1, 12, 17].

Вспомним основные свойства термодинамических диаграмм в p - v и T - s координатах. На рисунке 7.10 показаны термодинамические диаграммы процесса сжатия в p - v и T - s координатах. В p - v координатах работа политропического сжатия ($L_{\pi} = \int_1^2 v dp = \int_1^2 dp / \rho$) в компрессоре определяется площадью - 1-2-к-в, ограниченной изобарами $p_v = const$ и $p_k = const$, а также политропой в-к, показатель которой $n > k$, где k - показатель изоэнтропы.

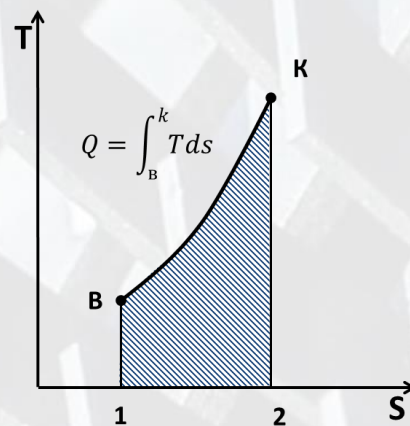
В T - s -координатах учитывается тепло q , подводимое к потоку рабочего тела в термодинамическом процессе. При сжатии в лопаточном компрессоре к рабочему телу подводится только тепло от трения, поэтому площадь 1-в-к-2 соответствует теплу $Q_{тр}$, а, следовательно, и работе по преодолению гидравлических потерь L_r . Кроме того, в T - s координатах, площадь, ограниченная изобарой,



осью абсцисс и вертикальными прямыми, проходящими через крайние точки изобары, эквивалентна разности энтальпий между этими точками, так как $dQ = d(c_v T) + p dv = d(c_v T) + d(pv) - v dp = d(c_v T + pv) - v dp$ и при $p = \text{const}$, $dQ = di$.



p - v - координаты



T - s - координаты

Рисунок 7.10 – Термодинамические диаграммы процессов сжатия

При сопоставлении p - v и T - s диаграмм появляется возможность сравнения величин L_π и L_r и, как следствие, получения оценок эффективности того или иного процесса в турбомашине.

Рассмотрим процесс повышения давления в компрессоре [1, 7].

На рисунке 7.11 приведена p - v диаграмма процесса сжатия. Кривая « BK_s » соответствует изоэнтропическому (идеальному) сжатию. Точка « B » соответствует начальному состоянию рабочего тела, « K_s » – конечному. Величина изоэнтропической работы L_{ks} на диаграмме равна площади фигуры « $B-1-2-K_s$ ». Ее величину можно найти с помощью следующего выражения:

$$L_{ks} = \frac{k}{k-1} RT_B \left(\pi_K^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) \quad (7.48)$$

где $\pi_K = p_K/p_B$.

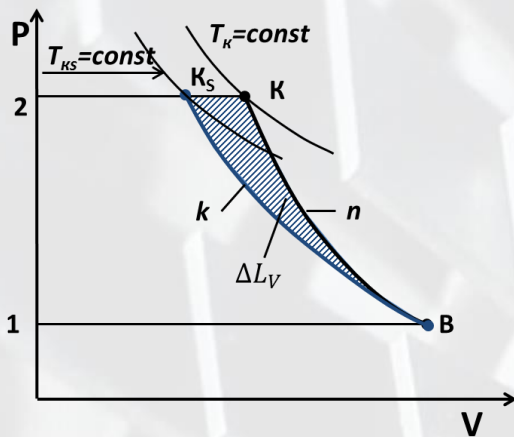


Рисунок 7.11 - *p-v* диаграмма
процесса сжатия

В реальном политропическом процессе, вследствие трения слоев газа друг о друга, выделяется тепло, в результате чего температура в конце процесса сжатия больше, чем в идеальном случае $T_K > T_{Ks}$. По этой причине точка «K», соответствующая окончанию реального процесса сжатия, находится на пересечении изобары $p_K = const$ и изотермы $T_K = const$. Поскольку $T_K > T_{Ks}$, то изотерма $T_K = const$ лежит правее изотермы $T_{Ks} = const$. То есть точка «K» располагается на той же изобаре, что и точка «Ks», но находится правее. Работа сжатия в политропическом процессе L_n равна площади фигуры «B-1-2-K». Из рисунка 7.11 видно, что эта площадь больше площади соответствующей идеальной работе. Таким образом, работа реального сжатия больше работы сжатия в идеальном процессе $L_{ks} < L_n$. Разница между этими работами называется дополнительной работой на объемное сжатие ΔL_V и вызвана тем, что нагретый газ сжать труднее. Как видно из уравнения 7.48, с ростом

температуры на входе в компрессоре работа сжатия увеличивается. Работа объемного сжатия равна площади фигуры «К-В-К_с».

Анализируя сказанное выше можно сделать вывод о том, что гидравлические потери в проточной части имеют двойное отрицательное воздействие. Действительно вначале необходимо затратить работу на преодоление сил трения L_r , в результате чего выделится тепло Q_{BK} . Затем нужно совершить дополнительную работу ΔL_V для сжатия более нагретого газа.

То есть работа сжатия в компрессоре равна:

$$L_k = L_{ks} + L_r + \Delta L_V \quad (7.49)$$

P - v диаграмма не позволяет оценить все составляющие последнего выражения. Поэтому чаще для анализа применяется T - S диаграмма (рисунок 7.12). Идеальный процесс сжатия, происходящий без трения, на диаграмме изображается в виде вертикального отрезка «ВК_с». Эта изоэнтропа располагается между двумя изобарами $p_B = \text{const}$ и $p_K = \text{const}$, соответствующими начальному и конечному давлению и двумя изотермами $T_B = \text{const}$ и $T_{Ks} = \text{const}$.

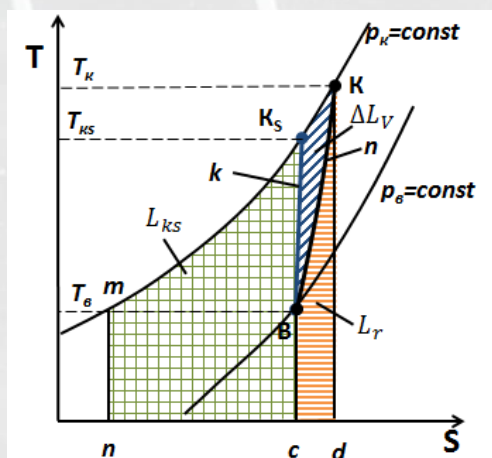


Рисунок 7.12 - T - S диаграмма
процесса сжатия

Как отмечалось ранее, действительный процесс сжатия сопровождается потерями, в результате температура потока на выходе из компрессора в реальном процессе будет больше, чем в идеальном. Таким образом точка «К» соответствующая концу реального процесса сжатия будет располагаться на пересечении изобары $p_k = const$ и изотермы соответствующей конечной температуре T_k , которая лежит выше изотермы $T_{ks} = const$. Реальное изменение состояния воздуха показывает политропа «ВК», принципиальное положение которой показано на рисунке 7.12.

В T - S диаграмме можно выделить площади, соответствующие членам уравнения 7.49. Тепло подведенное к газу равно площади под политропой «ВК» Q_{BK} (фигура «с-В-К-d-с»). Поскольку в компрессоре тепло специальным образом не подводится, то Q_{BK} представляет собой энергию, выделившуюся в результате преодоления трения на участке «ВК». Отсюда следует, что указанная площадь равна работе на преодоление потерь L_r . Суммарная работа компрессора L_k равна вертикальной площади под изобарой $p_k = const$ (фигура «n-m-K-d-n»). Аналогично изоэнтروпическая работа L_{ks} будет характеризоваться площадью «n-m-K_s-c-n». Сопоставляя члены уравнения 7.49 с установленными значениями площадей, нетрудно заметить, что работа объемного сжатия ΔL_v равна площади фигуры «К-В-K_s».

Рассматривая реальный и идеальный процесс в T - S диаграмме работы сжатия можно определить по следующим соотношениям:

$$L_k = c_p(T_k - T_B) \quad (7.50)$$

$$L_{ks} = c_p(T_{ks} - T_B) \quad (7.51)$$



Здесь c_p – это среднее значение теплоёмкости рабочего тела (воздуха) при постоянном давлении в интервалах температур $(T_{кс} - T_θ)$ и $(T_k - T_θ)$.

Аналогичным образом рассмотрим процесс расширения рабочего тела в турбине [1, 7]. На рисунке 7.13 приведена $p-v$ диаграмма процесса расширения. Кривая « $г-T_s$ » соответствует процессу изэнтропического расширения. Точка « $г$ » соответствует начальному состоянию рабочего тела, « T_s » – конечному. Величина работы изэнтропического расширения газа от начальной температуры $T_г$ от давления $p_г$ до давления p_T может быть найдена из известного термодинамического выражения:

$$L_{TS} = \frac{2kR}{k-1} T_г \left(1 - \left(\frac{p_T}{p_г} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right) \quad (7.52)$$

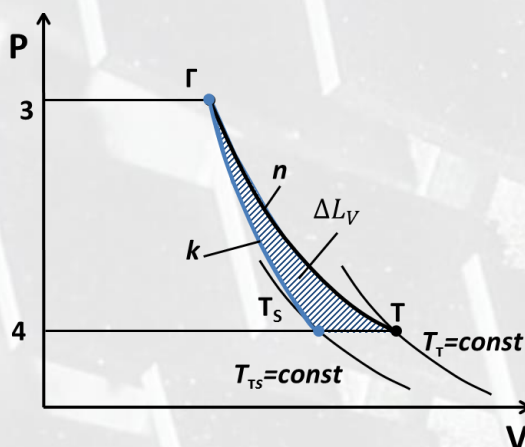


Рисунок 7.13 - $p-v$ диаграмма
процесса расширения

В реальном процессе расширения « $г-T$ » из-за выделившегося тепла трения действительная температура T_T в конце процесса выше аналогичной температуры в конце идеального процесса T_{TS} . По этой причине точка « T » соответствующая окончанию реаль-

ного процесса находится на пересечении изобары $p_T = \text{const}$ и изотермы $T_T = \text{const}$. Поскольку $T_T > T_{TS}$, то изотерма $T_T = \text{const}$ лежит правее изотермы $T_{TS} = \text{const}$. Следовательно, политропа «г–т» расположена правее изоэнтропы «г– T_s ». В результате, реальная работа расширения газа в турбине $L_{\text{ТП}}$ больше L_{TS} на величину дополнительной работы объемного расширения ΔL_V :

$$L_{\text{ТП}} = \int_T^g \frac{dp}{\rho} = L_{TS} + \Delta L_V \quad (7.53)$$

Из этих рассуждений вытекает парадоксальный вывод: в турбине выгоднее реализовать несовершенный процесс расширения!!! Но это не так!

Из уравнения Бернулли (пренебрегая изменением кинетической энергии $c_g \approx c_T$), применительно к турбине, следует:

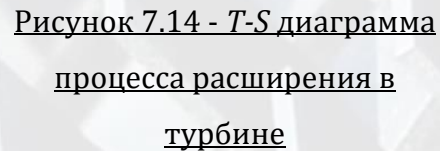
$$L_T = \int_T^g \frac{dp}{\rho} - L_r \quad (7.54)$$

Исходя из этого, можно записать, что:

$$L_T = L_{TS} + \Delta L_V - L_r \quad (7.55)$$

К сожалению, p - v -диаграмма не дает представления о соотношениях величин ΔL_V и L_r , поэтому и возникает видимость того, что в турбине политропический процесс выгоднее изоэнтропического. Для того, чтобы разобраться в этом вопросе рассмотрим процесс расширения газа в турбине в T - S -диаграмме (рисунок 7.14).





Как отмечалось ранее, действительный процесс расширения сопровождается потерями. В результате температура потока на выходе из турбины в реальном процессе будет больше, чем в идеальном. Таким образом точка «Т» соответствующая концу реального процесса сжатия будет располагаться на пересечении изобары $p_T = const$ и изотермы, соответствующей конечной температуре T_T , которая лежит выше изотермы $T_{TS} = const$. Реальное изменение состояния газа показывает политропа «Г-Т», принципиальное положение которой показано на рисунке 7.14.

В T - S диаграмме можно выделить площади, соответствующие членам уравнения 7.55. Тепло, подведенное к газу, равно площади под политропой «Г-Т» (фигура «e-f-T-Г»). Поскольку в турбине тепло специальным образом не подводится, то тепло $q_{ГТ}$ представляет собой тепло, выделявшееся в результате преодоления трения

на участке «Г-Т». Отсюда следует, что указанная площадь равна работе на преодоление потерь L_{rT} .

Суммарная работа турбины равна вертикальной площади под изобарой $p_r = \text{const}$ (фигура «d-n-Г-e-d»). Аналогично изоэнтروпическая работа L_{TS} будет характеризоваться площадью «с-m-Г-e-с».

Из уравнения 7.55 следует, что $(L_{TS} - L_T) = (L_r - \Delta L_V)$. Из рисунка 7.14 видно, что разность $(L_{TS} - L_T)$ и, следовательно, $(L_r - \Delta L_V)$ соответствует площади фигуры «с-m-n-d». Площади фигур «с-m-n-d» и «e - T_s-T - f» практически одинаковы. Таким образом площадь последней фигуры равна разности $(L_r - \Delta L_V)$. Поскольку площадь фигуры «e - Г-T - f» соответствует подведенному теплу (гидравлическим потерям) L_r , то нетрудно заметить, что работа объемного расширения ΔL_V равна площади фигуры «T-Г-T_s».

T-s- диаграмма полностью исключает эффект иллюзорности p-V- диаграммы относительно того факта, что $L_{ТП} > L_{TS}$. Действительно на рисунке 7.14 четко видно, что $L_{ТП} < L_{TS}$. Таким образом для получения максимальной полезной работы в турбине следует стремиться к реализации изоэнтروпического (эталонного) процесса расширения.

Рассматривая процесс сжатия в компрессоре в T-s- диаграмме, можно ввести наиболее употребительные оценки его эффективности. Эффективность турбомашин оценивается с помощью величины *коэффициента полезного действия* (КПД), который представляет собой отношение полезной работы к затраченной:



$$\eta = \frac{L_{\text{полезная}}}{L_{\text{затраченная}}} \quad (7.56)$$

В зависимости от того, что понимается под полезной работой, в компрессоре выделяют *изоэнтропический КПД* ($\eta_{\text{КС}}$ или просто $\eta_{\text{К}}$) и *политропический КПД* ($\eta_{\text{КП}}$).

Величина $\eta_{\text{КС}}$ ($\eta_{\text{К}}$) характеризует полную степень совершенства процесса сжатия в компрессоре как в тепловой машине (см. рисунок 7.12):

$$\eta_{\text{КС}} = \frac{L_{\text{КС}}}{L_{\text{К}}} = \frac{\text{пл. } n - m - k_s - c - n}{\text{пл. } n - m - k - d - n} \quad (7.57)$$

В этом выражении в качестве полезного эффекта принимается $L_{\text{КС}}$, т.е. работа изоэнтропического сжатия при повышении давления от $p_{\text{в}}$ до $p_{\text{к}}$.

Иногда в компрессоре требуется оценить уровень потерь энергии на трение – $L_{\text{тр}}$. В этом случае в качестве полезного эффекта следует принять работу политропического сжатия $L_{\text{ПК}} = L_{\text{КС}} + \Delta L_{\text{тр}}$. В этом случае используется политропический КПД (см. рисунок 7.12):

$$\eta_{\text{КП}} = \frac{L_{\text{КП}}}{L_{\text{К}}} = \frac{\text{пл. } n - m - k - \text{в} - c - n}{\text{пл. } n - m - k - d - n} \quad (7.58)$$

Политропический КПД используется в тех случаях, когда требуется оценить степень гидравлического совершенства проточной



части компрессора. Сравнивая выражения 7.57 и 7.58, нетрудно увидеть, что $\eta_{кп} > \eta_{кс}$.

В турбине также выделяют два КПД: изоэнтропический η_T и политропический $\eta_{ТП}$.

Величина η_T определяется из выражения (см. рисунок 7.14):

$$\eta_T = \frac{L_T}{L_{TS}} = \frac{\text{пл. } d - n - \Gamma - e - d}{\text{пл. } c - m - \Gamma - e - c} \quad (7.59)$$

η_T характеризует общую степень совершенства турбины как тепловой машины.

Политропический КПД турбины, также как и в компрессоре, характеризует степень гидравлического совершенства проточной части. При этом в качестве полезной работы там понимается величина L_T , а в качестве располагаемой работой принимается значение $L_{ТП}$ (см. рисунок 7.14):

$$\eta_{ТП} = \frac{L_T}{L_{ТП}} = \frac{\text{пл. } d - n - \Gamma - e - d}{\text{пл. } c - m - \Gamma - T - T_s - e - c} \quad (7.60)$$

Величина $\eta_{ТП}$, особенно при высоких значениях степени понижения давления π_T , несколько меньше η_T , что объясняется возрастанием ΔL_V и соответствующим уменьшением чистых потерь, определяемых площадью $\text{пл. } e - T_s - T - f$.

