

**План лекции:**

1. Уравнения первого закона термодинамики для потока
2. Термодинамические циклы

**1. УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОТОКА**

До сих пор мы рассматривали только неподвижные термодинамические системы, однако, как было сказано ранее, первый закон термодинамики имеет общий характер и справедлив для любых систем - и неподвижных, и движущихся.

Процессы, совершающиеся в турбинах энергетического оборудования, сопровождаются различными преобразованиями энергии, которые происходят в **движущемся газе**. Изменение состояния газообразного тела в потоке базируется на основных законах термодинамики и ряде допущений.

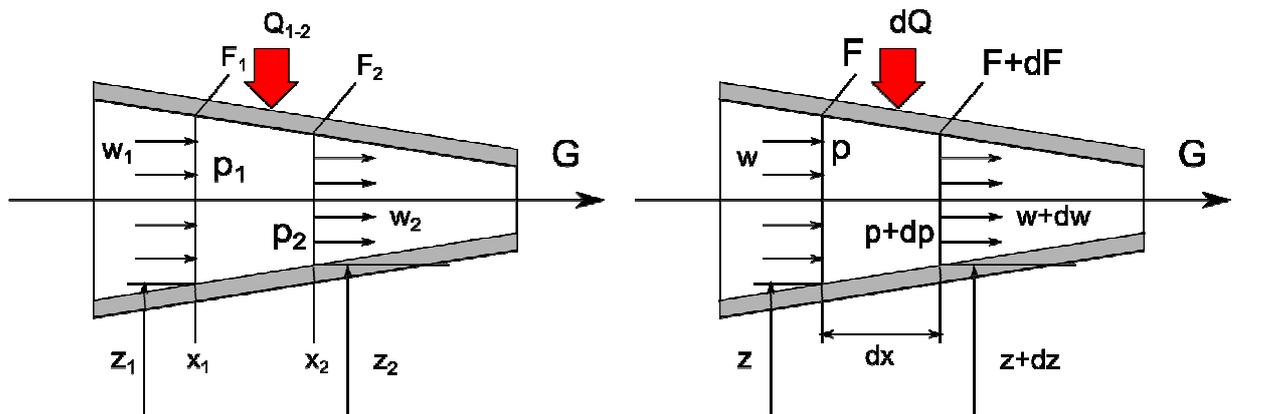
В частности, полагают, что:

- вся область движения газа может быть разбита по потоку на элементарные участки, причем в каждом участке по всему сечению параметры газа остаются постоянными (**стационарное или установившееся движение газа**);

- изменения параметров движущегося газа от сечения к сечению бесконечно малы по сравнению со значением самих параметров и **параметры газа в различных сечениях потока устанавливаются быстро**.

При таких допущениях газ при движении проходит ряд последовательных равновесных состояний. Если при этих допущениях считать, что трение отсутствует, то процесс изменения состояния будет обратимым, несмотря на то, что он не происходит бесконечно медленно.

На основе принятых допущений стационарное течение газа описывается системой уравнений, в которую входят **уравнения неразрывности**, первого закона термодинамики (**уравнение сохранения энергии**) и **состояния газа**, движение которого изучается.



**Уравнения неразрывности (сплошности).**

Если движение газа через канал установившееся, то через каждое сечение канала в единицу времени протекает одно и то же количество газа. В этом случае при определенной скорости газа в каждом сечении канала расход газа равен:

$$G = \frac{F_1 w_1}{v_1} = \frac{F_2 w_2}{v_2} = \text{const}, \quad (1)$$

где  $G$  - секундный массовый расход газа [кг / с];  $F_1, F_2$  - площади поперечных сечений канала [ $\text{м}^2$ ];  $w_1, w_2$  среднерасходные скорости в соответствующих поперечных сечениях [м / с];  $v_1, v_2$  - удельные объемы в тех же поперечных сечениях.

### Уравнение первого начала термодинамики.

Для рассматриваемого процесса течения газа через канал уравнения первого закона термодинамики имеет вид:

$$Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + G \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + Gg(z_2 - z_1) + L_{1-2}. \quad (2)$$

Как видно, подведённая на участке 1-2 тепловая энергия  $Q_{1-2}$  может расходоваться на увеличение внутренней энергии газового потока (увеличение температуры), совершение работы против внешних сил  $L_{1-2}$ , увеличение кинетической энергии движения потока как целого и изменение его потенциальной энергии.

Рассмотрим более подробно работу совершаемую потоком -  $L_{1-2}$ . Работа потока в общем случае складывается из работы против сил давления газа находящегося в канале, который препятствует проталкиванию вновь поступающего газа -  $L_p$ , технической работы совершаемой потоком газа, например, при вращении колеса турбины -  $L_{\text{тех}}$  и работы совершаемой газом против действия сил трения -  $L_{\text{тр}}$ .

Работа против сил давления может быть определена следующим образом:

$$L_p = G(p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (3)$$

Если повторить все рассуждения для бесконечно малого объёма газа проталкиваемого через канал, то можно получить дифференциальное уравнение первого начала термодинамики для потока в виде:

$$dQ = dU + Gd(pv) + G \frac{dw^2}{2} + Ggdz + dL_{\text{тех}} + dL_{\text{тр}}. \quad (4)$$

Переходя к удельным массовым величинам, т.е. относя все члены уравнения к расходу газа в канале, уравнение (4) можно преобразовать к виду:

$$dq = du + d(pv) + wdw + gdz + dl_{\text{тех}} + dl_{\text{тр}}. \quad (5)$$

Используя определение энтальпии термодинамической системы  $h = u + pv$ , получим:

$$\boxed{dq = dh + wdw + gdz + dl_{\text{тех}} + dl_{\text{тр}}}. \quad (6)$$

Важно заметить, что в случае течения с трением работа, затрачиваемая на преодоление этих сил, полностью превращается в теплоту, которая воспринимается потоком газа. В этом случае можно сказать, что теплота, подведённая к газу, состоит из теплоты от внешнего источника и теплоты от внутреннего источника, причём внутренняя теплота равна работе против сил трения.

$$dq_{\text{внеш}} + dq_{\text{внутр}} = dh + wdw + gdz + dl_{\text{тех}} + dl_{\text{тр}}, \quad (7)$$

Таким образом, в окончательном виде уравнение первого начала термодинамики для потока примет вид:

$$\boxed{dq_{\text{внеш}} = dh + wdw + gdz + dl_{\text{тех}}}. \quad (8)$$

Если предположить, что проталкивание газа через канал осуществляется только за счёт его расширения после сжатия в компрессоре, то левую часть уравнения (6) можно переписать, используя первое начало термодинамики в виде  $dq = dh - vdp$ , следующим образом:

$$\cancel{dq} - vdp = \cancel{dh} + wdw + gdz + dl_{\text{тех}} + dl_{\text{тр}}, \quad (9)$$

отсюда:

$$\boxed{-vdp = wdw + gdz + dl_{\text{тех}} + dl_{\text{тр}}}. \quad (10)$$

Для потока не совершающего технической работы и двигающегося в горизонтальном канале без трения, уравнение (10) можно переписать в наиболее простом виде:

$$-vdp = wdw, \quad (11)$$

или

$$d\left(p + \frac{\rho w^2}{2}\right) = 0 \Rightarrow \boxed{p + \frac{\rho w^2}{2} = \text{const}}. \quad (12)$$

Последнее соотношение носит название **уравнения Бернулли**.

Величина  $-\int_{p_1}^{p_2} vdp$  представляет собой работу газа, которую можно преобразовать в

другие виды энергии в технических устройствах. Её часто обозначают  $l_0$  и называют **располагаемой работой** газового потока. С учётом этих обозначений уравнение (11) можно переписать в виде:

$$dl_0 = -vdp = wdw. \quad (13)$$

Равенство (11) устанавливает основные особенности истечения газов. Из этого равенства видно, что  $dp$  и  $dw$  имеют обратные знаки, т.е. **при обратимом процессе** (течение без трения и др. диссипативных эффектов) увеличение скорости всегда связано с понижением давления, и наоборот, уменьшение скорости сопровождается повышением давления.

Каналы, в которых происходит расширение газа с уменьшением давления ( $dp < 0$ ) и увеличением скорости ( $dw > 0$ ), называются **соплами**.

Каналы, в которых происходит сжатие газа с увеличением давления ( $dp > 0$ ) и уменьшением скорости ( $dw < 0$ ), называют **диффузорами**.

Как видно из уравнения (13), необходимым условием получения располагаемой работы является падение давления, так как только при  $dp < 0$ ,  $l_0 > 0$ . Если в процессе истечения газа давление будет постоянным  $dp = 0$ , то располагаемая работа  $l_0 = 0$ .

## 2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

Как показано ранее, в процессе расширения газ производит работу против сил внешнего давления. Работа, производимая газом при расширении от объема  $V_1$  до объема  $V_2$ , равна:

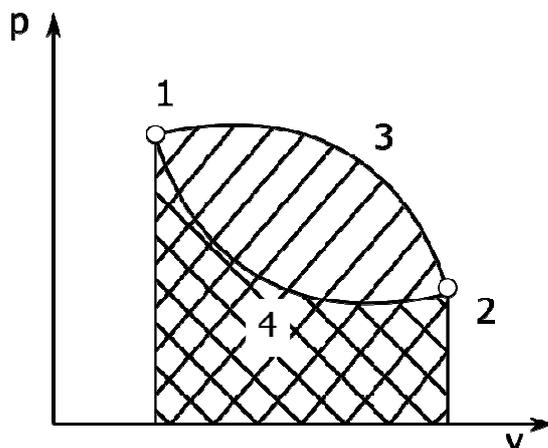
$$L_{\text{расш}} = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (14)$$

Для того чтобы вновь повторить тот же процесс расширения газа и вновь получить работу  $L_{\text{расш}}$ , нужно вернуть газ в исходное состояние т.е. сжать газ. При этом газ совершит **цикл** последовательных переходов из одного состояния в другое.

На сжатие газа, естественно, должна быть затрачена работа; эта работа подводится к газу от какого-либо внешнего источника. В соответствии с общим определением эта работа:

$$L_{\text{сж}} = \int_{V_2}^{V_1} p dV = - \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (15)$$

Понятно, что процесс сжатия газа нужно осуществить по пути, отличному от пути процесса расширения. В противном случае работа, получаемая при расширении газа, будет равна работе, затрачиваемой на сжатие, и суммарная работа, полученная в результате кругового процесса, будет равна нулю.



Циклические процессы, в результате которых производится работа, осуществляются в различных тепловых двигателях. **Тепловым двигателем** называют непрерывно действующую систему, осуществляющую круговые процессы (циклы), в которых теплота превращается в работу. Вещество, за счет изменения состояния которого получают работу в цикле, именуется **рабочим телом**.

Работа цикла находит очень удобную графическую интерпретацию в  $p-v$  диаграмме. Если 1-3-2 — кривая процесса расширения, а 2-4-1 — кривая процесса сжатия, то площадь под кривой 1-3-2 равна работе расширения, площадь под кривой 2-4-1 - работе сжатия, а площадь, ограниченная замкнутой кривой (кривой цикла), 1-3-2-4-1 представляет собой работу цикла.

Проинтегрируем дифференциальное **уравнение первого закона термодинамики** для произвольного цикла, осуществляемого рабочим телом:

$$\oint dQ = \oint dU + \oint dL. \quad (16)$$

Поскольку внутренняя энергия  $U$  является функцией состояния, и, следовательно, её интеграл по замкнутому контуру равен нулю (т.е. по возвращении рабочего тела после осуществления цикла в исходное состояние внутренняя энергия его принимает первоначальное значение), получаем:

$$\oint dQ = \oint dL. \quad (17)$$

Обозначая  $Q_{\text{ц}} = \oint dQ$  и  $L_{\text{ц}} = \oint dL$ , можем записать  $Q_{\text{ц}} = L_{\text{ц}}$ , т.е. работа цикла равна теплоте, подведенной извне к рабочему телу. В соответствии с первым законом термодинамики это соотношение показывает, что работа, производимая двигателем, строго равна теплоте, отобранной от внешнего источника и подведенной к рабочему телу двигателя.

Если бы можно было построить такой тепловой двигатель, в котором производимая работа была больше, чем теплота, подведенная к рабочему телу от внешнего источника, то это означало бы, что первый закон термодинамики (закон сохранения и превращения энергии) несправедлив. Из этого следовало бы, что можно построить такой тепловой двигатель, в котором работа производилась бы вообще без подвода теплоты извне, т.е. вечный двигатель. Поэтому первый закон термодинамики можно сформулировать также следующим образом: **вечный двигатель первого рода невозможен**.

Что касается теплоты  $Q_{\text{ц}}$ , которая превращается в работу, то следует отметить, что на одних участках цикла теплота к рабочему телу подводится, на других отводится. Как будет показано далее, отвод определенной теплоты от рабочего тела на некоторых участках цикла является неотъемлемым условием осуществимости цикла любого теплового двигателя.

Если обозначить теплоту, подводимую к рабочему телу в цикле  $Q_1$ , а теплоту, отводимую от рабочего тела в цикле  $Q_2$ , то очевидно, что

$$Q_{\text{ц}} = L_{\text{ц}} = Q_1 - Q_2. \quad (18)$$

Введем новое понятие о так называемом термическом коэффициенте полезного действия (КПД) цикла. Термическим КПД цикла называют отношение работы цикла к теплоте, подведенной к рабочему телу в цикле. Обозначая термический КПД цикла  $\eta$ , получаем в соответствии с этим определением:

$$\eta = \frac{L_{\text{ц}}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (19)$$

Термический КПД цикла характеризует степень совершенства того или иного цикла: чем больше величина  $\eta$  тем совершеннее цикл.

Циклы, в которых линия процесса расширения на  $p - v$  - диаграмме идет выше линии процесса сжатия, т. е. циклы, в которых производится работа, отдаваемая внешнему потребителю, называют **прямыми**.

Если же цикл осуществляется таким образом, что линия сжатия располагается выше линии расширения, то, поскольку в этом случае работа сжатия оказывается большей, чем

работа расширения, для осуществления такого цикла должна быть подведена работа извне от какого-либо внешнего источника работы. В результате осуществления **обратного цикла** теплота отбирается от холодного источника и передается горячему источнику. По обратному циклу работают **тепловые насосы и холодильные машины**.

Для оценки работы **холодильных машин** применяется так называемый холодильный коэффициент, определяемый отношением полезной теплоты  $Q_2$ , отнятой от холодного источника ограниченной емкости к затраченной работе:

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} \quad (20)$$

В холодильной машине теплота  $Q_2$  выбрасывается в окружающую среду - источник неограниченной емкости.

Машины, основным продуктом производства которых является теплота  $Q_1$ , передаваемая в источник ограниченной емкости, называются **тепловыми насосами**. Эффективность работы **тепловых насосов** оценивается отопительным коэффициентом, представляющим собой отношение теплоты  $Q_1$ , переданной потребителю, к затраченной работе  $L_{ц}$ :

$$\varphi = \frac{Q_1}{Q_1 - Q_2} \quad (21)$$

В этом случае теплота  $Q_2$  отбирается от источника неограниченной емкости (например, атмосфера, водные массивы и т. п.).

Комбинация из цикла двигателя и циклов теплового насоса или холодильной установки представляет собой цикл **теплового трансформатора**, который позволяет перекачивать теплоту от источника одной температуры к источнику другой температуры в ходе совмещенного цикла.