

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

- Рассмотрим термодинамическую систему, не изолированную от окружающей среды, т. е. находящуюся с ней во взаимодействии. Если изменять внешние условия, в которых находится эта система, то будет изменяться и состояние системы, так что внутренние термодинамические параметры, характеризующие состояние системы, будут иметь в разные моменты времени различные значения.
- Изменение внутренних параметров со временем может иметь место, и уже вследствие не связанных с внешними условиями, т. е. внутренних причин, и в изолированных системах.

Последовательность изменений состояния системы составляет *термодинамический процесс*.

Всякий процесс изменения состояния системы представляет собой отклонение от состояния равновесия. Нарушение равновесия приводит к возникновению внутри системы процессов, противодействующих отклонению от состояния равновесия. Этими внутренними процессами, компенсирующими нарушение равновесия и восстанавливающими его, являются элементарные процессы обмена энергией при столкновении составляющих тело элементарных частиц — молекул, ионов, электронов.

Процесс, протекающий так медленно, что в системе в каждый момент времени успевает установиться практически равновесное (т. е. очень близкое к равновесию) состояние, представляет собой квазистатический или *квазиравновесный процесс*.

Пределным понятием является вполне равновесный процесс, который представляет собой совокупность последовательно проходимых системой состояний равновесия. Степень приближения квазистатического процесса к вполне равновесному процессу будет тем больше, чем меньше скорость изменения состояния системы. Если состояние системы в каждый момент времени не является состоянием равновесия, то такой процесс изменения состояния называется *неравновесным*. В неравновесном состоянии внутренние параметры системы вообще не определяются однозначно внешними условиями; поэтому для характеристики неравновесного состояния нужно в отличие от равновесного состояния, помимо внешних условий, задавать еще один или несколько внутренних параметров.

Особенности характера каждого из процессов изменения состояния тела определяются теми конкретными физическими условиями, в которых протекает данный процесс. Простейшими процессами являются:

- изотермический* процесс, характеризующийся постоянством температуры тела во время процесса ( $T = \text{const}$ );
- изобарический* процесс, протекающий в условиях постоянного давления на тело ( $p = \text{const}$ );
- изохорический* процесс, при котором объем тела остается в течение всего, процесса неизменным ( $V = \text{const}$ );
- адиабатический* процесс, когда тело помещено в теплоизолирующую оболочку, не допускающую теплообмена между телом и окружающей средой.

В общем виде термодинамический процесс характеризуется условием  $X = \text{const}$ , где  $X$  — один из внешних или внутренних параметров системы или некоторая функция их.

Среди различных термодинамических процессов особый интерес представляют так называемые замкнутые или круговые процессы, при которых система, пройдя через ряд последовательных состояний, возвращается к исходному, или начальному состоянию. Круговой процесс называют также циклом.

Равновесные процессы изменения состояния характеризуются определенными значениями термодинамических параметров и поэтому допускают графическое изображение.

# ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС

• *Изохорический* процесс, при котором объем тела остается в течение всего процесса неизменным ( $V = \text{const}$ ). Рассмотрим изохорный процесс, осуществляемый от состояния 1, в котором рабочее тело имеет давление  $p_1$  температуру  $T_1$  и объем  $V$ , до состояния 2. Для того чтобы определить параметры состояния 2, нужно знать один из параметров в точке 2 (например, давление  $p_2$  или температуру  $T_2$  и т. д.). Поскольку состояние изменяется по изохоре, следовательно, оказывается заданным еще один параметр состояния — объем  $V$ . Зная  $V$  и  $T_2$  (или  $V$  и  $p_2$ , или  $V$  и  $S_2$  и т.д.), с помощью диаграмм состояния, таблиц термодинамических свойств данного вещества или уравнения состояния можно определить все остальные параметры, характеризующие состояние рабочего тела в точке 2.

Параметры состояния идеального газа на изохоре связаны соотношением:

$$p_2 / p_1 = T_2 / T_1.$$

В идеальном газе повышение температуры (нагрев газа) в сосуде постоянного объема всегда приводит к росту давления, причем давление растет тем быстрее, чем меньше значение  $v$  на данной изохоре (это следует из гиперболического характера изотермы идеального газа в  $p, v$ -диаграмме).

Нагрев реальных газов и жидкостей также приводит к росту давления, причем давление в жидкости растет значительно быстрее, чем в газе.

**Интересно отметить** любопытную особенность, присущую изохорам воды при низких температурах, а именно, при температуре  $3,98$  °С плотность воды при атмосферном давлении проходит через максимум.

Детальное рассмотрение показывает, что в этой области температур изохоры воды имеют вид, показанный на рис. 7.2; изохоры  $v \leq 1,000000$  мл/г проходят через минимум вблизи точки с температурой  $3,98$  °С (обозначим точку минимума  $A$ ), причем изохора  $v=1,000000$  мл/г касается линии насыщения; слева от точек минимума изохоры имеют отрицательный наклон, т. е.  $(dp/dT)_v < 0$ . Изохоры воды  $v > 1,000000$  мл/г (вплоть до значения  $v = 0,000132$  мл/г, соответствующего тройной точке) имеют ту особенность, что дважды пересекают линию насыщения — с положительным и отрицательным наклоном. Таким образом, при осуществлении изохорного процесса в воде при  $T < T_A$  нагревание системы будет приводить к уменьшению в ней давления. При повышении температуры система, соответствующая изохорам  $1,000000 < v < 1,000132$  мл/г, будет переходить из однофазного состояния в двухфазное и затем вновь в однофазное.



Работа расширения системы в изохорном процессе равна нулю. Из соотношения

$$l_{1-2} = \int p \, dv ,$$

очевидно, что для изохорного процесса, когда  $v = \text{const}$ ,  $l_{1-2} = 0$ .

Количество теплоты, сообщаемой системе при нагреве в изохорном процессе, определяется из уравнения первого закона термодинамики  $dq = du + p \, dv$ , так как для изохорного процесса  $dv = 0$ , то  $dq = du$  и, следовательно, количество теплоты, сообщаемой системе при нагреве от состояния 1 (параметры этого состояния  $v, T_1$ ) до состояния 2 (параметры  $v, T_2$ ), равно разности внутренних энергий  $u_2$  и  $u_1$ :

$$q_{2-1} = u_2 (v, T_2) - u_1 (v, T_1).$$

После некоторых преобразований можно получить следующее соотношение:

$$q_{2-1} = \int_{T_1}^{T_2} c_v \, dT.$$

Если воспользоваться понятием о средней теплоемкости  $c_v^{cp}$ , то это соотношение можно представить в следующем виде:

$$q_{2-1} = c_v^{cp} (T_2 - T_1).$$

Наконец, для случая, когда теплоемкость в рассматриваемом интервале температур постоянна, имеем:

$$q_{2-1} = c_v (T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется следующим образом. Из соотношения

$$s_2(v, T_2) - s_1(v, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} [(\partial s / \partial T)]_v dT = \int_{T_1}^{T_2} [(c_v / T)]_v dT$$

Располагая значениями теплоемкости Располагая значениями теплоемкости  $c_v$  нетрудно с помощью этого соотношения подсчитать изменение энтропии в изохорном процессе.

Если теплоемкость в рассматриваемом интервале температур постоянна (и, следовательно,  $c_v$  можно вынести за знак интеграла), получаем

$$s_2(v, T_2) - s_1(v, T_1) = c_v \ln(T_2/T_1),$$

**т. е. зависимость энтропии от температуры, на изохоре имеет логарифмический характер.**

# ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

- *Изобарический* процесс, протекающий в условиях постоянного давления на тело ( $p = \text{const}$ ).
- Если изобарный процесс в системе осуществляется от состояния 1 до состояния 2 и если известны параметры системы в состоянии 1, то для того чтобы определить параметры системы в состоянии 2, нужно знать один из параметров системы в точке 2 (второй параметр — давление — известен); другие параметры состояния системы в точке 2 могут быть определены с помощью диаграмм состояния, уравнения состояния или таблиц термодинамических свойств вещества так же, как и для изохорного процесса.
- Параметры состояния идеального газа на изобаре связаны соотношением:

- $$(v_2 / v_1) = (T_2 / T_1)$$

Отсюда следует, что чем выше температура газа, тем больше его удельный объем (т. е. тем меньше плотность). При этом величина  $v$  на изобаре при повышении температуры растет тем быстрее, чем меньше давление.

Для реальных газов, жидкостей и твердых тел при нагреве также имеет место термическое расширение вещества на изобаре (за исключением некоторых аномальных областей состояния вроде упомянутой области аномалии воды при низких температурах).

При этом, как известно, при увеличении температуры на одно и то же значение газ расширяется гораздо больше, чем жидкость или твердое тело.

**Работа расширения системы в изобарном процессе определяется следующим образом:**

$$l_{1-2} = \int p \, dv = p(v_2 - v_1).$$

**Для идеального газа это соотношение может быть представлено также и в следующем виде:**

$$l_{1-2} = R (T_2 - T_1)$$

Количество теплоты, сообщаемой системе при нагреве (или отдаваемой системой при охлаждении) в изобарном процессе, определяется следующим образом. Из уравнения первого начала термодинамики, записанного в виде

$$dq = dh - v dp,$$

следует, что для изобарного процесса ( $dp=0$ )  $dq = dh$  и, следовательно, количество теплоты, сообщаемой системе при нагреве от состояния 1 (имеющего параметры  $p, T_1$ ) до состояния 2 (с параметрами  $p, T_2$ ), равно разности энтальпий  $h_2$  и  $h_1$  в этих состояниях:

$$q_{2-1} = h_2(p, T_2) - h_1(p, T_1).$$

Значения  $h_1$  и  $h_2$ , необходимые для вычисления  $q_{2-1}$  могут быть найдены из таблиц термодинамических свойств данного вещества или из диаграмм состояния этого вещества.

В свою очередь разность энтальпий двух состояний на изобаре может быть также выражена следующим образом.

Из очевидного соотношения

$$h_2(p, T_2) - h_1(p, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} [(\partial h / \partial T)]_p dT = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

Отсюда следует, что выражение для количества теплоты в изобарном процессе может быть записано следующим образом:

$$q_{2-1} = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

или, что то же самое,

$$q_{2-1} = c_p^{\text{cp}} (T_2 - T_1).$$

где  $c_p^{\text{cp}}$  — средняя теплоемкость  $c_p$  в интервале температур  $T_1$  —  $T_2$ .

Если  $c_p$  не зависит от температуры, то

$$q_{2-1} = c_p (T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии в изобарном процессе, т. е. разность энтропий, соответствующих состояниям 1 и 2, определяется из соотношения

$$s_2(p, T_2) - s_1(p, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} [(\partial s / \partial T)]_p dT = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

Для случая, когда теплоемкость  $c_p$  в рассматриваемом интервале температур не зависит от температуры и, следовательно, может быть вынесена за знак интеграла, получаем:

$$s_2(v, T_2) - s_1(v, T_1) = c_p \ln(T_2/T_1),$$

т. е. температурная зависимость энтропии на изобаре имеет логарифмический характер. Вполне понятно сходство этого уравнения с уравнением для разности энтропий на изохоре; различие состоит лишь в множителе перед  $\ln(T_2/T_1)$ : в одном случае это изохорная теплоемкость  $c_v$ , в другом — изобарная теплоемкость  $c_p$ .



# ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

- *Изотермический процесс*, характеризующийся постоянством температуры тела во время процесса
- ( $T = \text{const}$ ).
- Если известны параметры одного состояния, то параметры другого, лежащего на той же изотерме, определяются, если известен еще какой-либо его параметр.
- Для идеального газа давления и объемы в любых точках на изотерме связаны уравнением Бойля-Мариотта:
- $$p_1 v_1 = p_2 v_2$$
- т.е. зависимость объема от давления на изотерме для идеального газа имеет характер гиперболы.
- Изотермы реального газа, жидкостей и твердых тел имеют более сложный характер.

Важно подчеркнуть, что у любых веществ величина  $(dv/dp)_T$  не может быть положительной и, следовательно, всюду на изотерме с ростом давления удельный объем уменьшается.

**Работа расширения системы в изотермическом процессе** между точками изотермы 1 и 2 определяется с помощью общего соотношения

$$l_{1-2} = \int_1^2 p \, dv$$

Для вычисления этого интеграла необходимо знать зависимость давления на изотерме от удельного объёма либо из уравнения состояния, либо непосредственно из эксперимента.

Для идеального газа уравнение работы расширения запишется как

$$l_{1-2} = RT \ln(v_2 / v_1)$$

Как следует из приведенного уравнения, работа системы в изотермическом процессе равна убыли свободной энергии системы.

Таким образом, располагая значениями свободной энергии в начале и в конце процесса, можно вычислить значение  $l_{1-2}$ .

**Количество теплоты**, подводимой к системе (или отдаваемой системой) в изотермическом процессе, определяется из известного соотношения  $dq = Tds$  так как  $T = \text{const}$ , то  $l_{1-2} = T(s_2 - s_1)$

здесь  $s_2$  и  $s_1$  - энтропия в состояниях 2 и 1.

В случае идеального газа, для которого  $du = c_v dT$ , уравнение первого закона термодинамики можно записать в следующем виде:  $dq = c_v dT + pdv$ ,

т.е. количество работы, совершаемой идеальным газом в изотермическом процессе, равно количеству теплоты, подведённой к этому газу

$$q_{1-2} = l_{1-2} = RT \ln(v_2 / v_1)$$

**Изменение энтропии** в изотермическом процессе, т. е. разность энтропий, соответствующих состояниям 1 и 2, вычисляется по уравнению, полученного в процессе ряда преобразований.

$$s_2(T, v_2) - s_1(T, v_1) = \int_{v_1}^{v_2} [(\partial p / \partial T)]_v dv$$

Для того чтобы вычислить интегралы, стоящие в правой части уравнения, нужно располагать для данного вещества значениями  $(dv/dT)_p$  или  $(\partial p / \partial T)_v$  на изотерме, которые могут быть вычислены либо с помощью уравнений состояния, либо путем численного или графического дифференцирования экспериментальных данных по  $p, v, T$ -зависимости данного вещества.

В случае идеального газа интегралы в уравнении легко могут быть вычислены.

Для идеального газа

$$(dv/dT)_p = (R / p); \quad (\partial p/\partial T)_v = (R / v).$$

Отсюда получаем

$$s_2 (T, p_2) - s_1 (T, p_1) = RT \ln(p_2 / p_1)$$

$$s_2 (T, v_2) - s_1 (T, v_1) = RT \ln(v_2 / v_1)$$

**Определим** теплоемкость изотермического процесса. Из определения теплоемкости следует, что для изотермического процесса, у которого подвод (или отвод) теплоты к системе не приводит к изменению температуры системы, будет равна бесконечно  $c_T = \pm \infty$ .

(знак плюс соответствует подводу теплоты к системе, знак минус — отводу теплоты от системы).

# АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

- *Адиабатический* процесс, когда тело помещено в теплоизолирующую оболочку, не допускающую теплообмена между телом и окружающей средой.
- Адиабатным процессом называют такой термодинамический процесс, в котором к системе не подводится и от системы не отводится теплота, т. е.
- $dq = 0$ .
- Термодинамическую систему, в которой протекает адиабатный процесс, можно представить себе в виде некоторого объема, ограниченного оболочкой, снабженной идеальной теплоизоляцией, абсолютно не пропускающей теплоту; такую оболочку называют адиабатной.

В реальных условиях процесс является адиабатным в тех случаях, когда система снабжена хорошей теплоизоляцией или когда процесс расширения (сжатия) газа происходит настолько быстро, что не успевает произойти сколько-нибудь заметный теплообмен газа с окружающей средой. Поскольку для обратимого процесса в соответствии с уравнением  $dq = Tds$ , с учетом ( $dq = 0$ ) получаем, что в обратимом адиабатном процессе  $ds = 0$ , т. е. энтропия системы сохраняется постоянной. Иными словами, обратимый адиабатный процесс является в то же время изоэнтропным процессом.

Мы не случайно подчеркиваем здесь, что речь идет об обратимом адиабатном процессе, так как адиабатный процесс может быть и необратимым. Например, течение реального газа в шероховатой трубе, снабженной идеальной теплоизоляцией, исключаяющей процесс теплообмена через стенки трубы.

Течение газа в этом случае будет адиабатным, так как извне к газу не подводится и от него не отводится теплота. Но поскольку течение реального газа в шероховатой трубе всегда сопровождается трением, приводящим к диссипации (рассеянию) энергии потока, этот процесс необратим: как и всякий необратимый адиабатный процесс, он идет с повышением энтропии системы. Для необратимых процессов имеет место неравенство  $Tds > dq$ .

В рассматриваемом случае необратимого адиабатного процесса  $dq=0$ , но  $ds > 0$ . Следовательно, необратимый адиабатный процесс не является изоэнтропным.

Таким образом, можно сказать, что всякий изоэнтропный процесс в изолированной системе является адиабатным, но не всякий адиабатный процесс является изоэнтропным (изоэнтропными являются только обратимые адиабатные процессы).



Для определения связи между собой параметров различных состояний в обратимом адиабатном процессе определим дифференциальное уравнение изоэнтропного процесса.

Запишем объединенные уравнения первого и второго законов термодинамики

$$Tds = du + pdv; \quad Tds = dh - vdp.$$

Для изоэнтропного процесса ( $ds=0$ ) эти уравнения приобретают следующий вид:

$$du = -pdv; \quad dh = vdp$$

отсюда

$$(\partial u / \partial v)_s = -p; \quad (\partial h / \partial p)_s = v$$

С помощью этих соотношений нетрудно получить следующую зависимость:

$$(\partial h / \partial u)_s = - (v/p) (\partial p / \partial v)_s$$

Это и есть дифференциальное уравнение изоэнтропного процесса. Оно показывает, как связано изменение калорических свойств системы ( $h$  и  $u$ ) с изменением ее

термических свойств ( $p$  и  $v$ ) в изоэнтропном процессе.

Введем следующее обозначение:

$$k = (\partial h / \partial u)_s$$

Будем называть величину  $k$  показателем изоэнтропного процесса (или показателем изоэнтропы). С учетом введенного обозначения дифференциальное уравнение изоэнтропного процесса приобретает следующий вид:

$$- (v/p) (\partial p / \partial v)_s = k$$

Произведение, стоящее в левой части уравнения, может быть преобразовано следующим образом:

$$d \ln p = -k \ln v$$

Это дифференциальное уравнение устанавливает связь между  $p$  и  $v$  в изоэнтропном процессе.

Интегрируя это соотношение между точками 1 и 2 на изоэнтропе, получаем:

$$\ln(p_2 / p_1) = - \int_{v_1}^{v_2} k \ln v$$

Если в рассматриваемом интервале изменения состояния системы (между точками 1 и 2) показатель изоэнтропы  $k$  остается неизменным, то  $k$  можно вынести за знак интеграла, и тогда можно получить:

$$\ln(p_2/p_1) = -k \ln(v_2/v_1)$$

или, что то же самое

$$\ln(p_2/p_1) = k \ln(v_1/v_2).$$

В свою очередь это соотношение может быть представлено в виде:

$$\ln(p_2/p_1) = \ln(v_1^k/v_2^k).$$

Потенцируя это равенство, получаем:

$$(p_2/p_1) = (v_1^k/v_2^k).$$

отсюда

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$$

Аналогично, переводя систему по изоэнтропе в любое третье состояние с параметрами  $p_3$  и  $v_3$ , можно показать, что

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = p_3 v_3^k = \text{const.}$$

Таким образом, для любого состояния системы в изоэнтропном процессе (при условии, что показатель изоэнтропы  $k$  остается неизменным)

$$pv^k = \text{const.}$$

Это соотношение носит название уравнения адиабаты Пуассона. Если показатель изоэнтропы  $k$  изменяется с изменением состояния системы и известен характер зависимости  $k$  на изоэнтропе, то для расчета величины  $p_2$  по известным  $p_1$ ,  $v_1$  и  $v_2$  следует вычислить интеграл, стоящий в правой части, численными методами по известным значениям  $k$ .

Уравнения изоэнтропного процесса справедливы и для газа, и для жидкости, и для твердого тела.

Значение показателя изоэнтропы  $k$  (которое само по себе может быть использовано в качестве параметра состояния) оказывается существенно различным в различных фазовых состояниях вещества.

Для твердых тел и жидкостей  $k$  весьма велико, причем значение  $k$  заметно изменяется с температурой. Так, для воды при  $t=0^\circ\text{C}$   $k=3602000$ , при  $t=50^\circ\text{C}$   $k=187000$ , при  $t=100^\circ\text{C}$   $k=22300$ . Для газов и паров значение  $k$  меняется с температурой (уменьшается) относительно слабо, причем для большинства газов значения  $k$  лежат в интервале 1,3—1,7; значения  $k$  заметно изменяются лишь вблизи пограничной кривой. Для воздуха показатель изоэнтропы в идеально-газовом состоянии равен примерно 1,40. Работа расширения системы в любом изоэнтропном процессе определяется по формуле:

$$l_{1-2} = u_1 - u_2$$

это следует из уравнения  $dq = du + pdv$  ( $dq = 0$ ).

Таким образом, в адиабатном (изоэнтропном) процессе работа расширения системы совершается за счёт убыли внутренней энергии системы.

Приведенное уравнение справедливо не только для изоэнтропного, т.е. обратимого адиабатного процесса, но и не обратимого адиабатного процесса.

Для идеального газа уравнение для определения работы расширения, в зависимости от известных параметров, запишется как:

$$l_{1-2} = [R / (k-1)] (T_1 - T_2);$$

$$l_{1-2} = [p_1 v_1 / (k-1)];$$

$$l_{1-2} = [1 / (k-1)] (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Так как для идеального газа внутренняя энергия зависит только от температуры и не зависит от объема, то в соответствии с уравнением  $du = c_v dT$  имеем:

$$u_1(s_1, T_1) - u_2(s_2, T_2) = \int_{T_2}^{T_1} c_v dT$$

Отсюда  $l_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT$ .

Если пренебречь зависимостью теплоемкости  $c_v$  идеального газа от температуры или воспользоваться понятием средней в данном интервале температур теплоемкости  $c_v^{cp}$ , то уравнение может быть представлено в следующем виде:

$$l_{1-2} = c_v (T_1 - T_2)$$

Подчеркнем еще раз, что данное уравнение применимо и для реальных веществ, и для идеальных газов .

Изменение энтропии в изоэнтропном процессе также как и количество теплоты, подводимой к системе в изоэнтропном процессе, равно нулю.

# ПОЛИТРОПНЫЕ ПРОЦЕССЫ

- Политропными называют термодинамические процессы, удовлетворяющие уравнению
- $$p\nu^n = \text{const}$$
- при произвольном, постоянном для данного политропного процесса значении  $n$ .
- **Величину  $n$  называют показателем политропы.**  
Показатель политропы  $n$  для различных политропных процессов может принимать любые значения от  $+\infty$  до  $-\infty$ .
- Кривую политропного процесса в диаграмме состояния называют **политропой.**



Понятие о политропных процессах было введено в термодинамике по аналогии с понятием об адиабатных процессах. Уравнение политропного процесса по внешнему виду сходно с уравнением адиабаты; однако существенная разница между этими уравнениями состоит в том, что если показатель изоэнтропы (адиабаты)  $k$  является в общем случае величиной переменной, то уже само понятие политропного процесса основано на предположении о том, что показатель политропы  $n$  является **постоянной величиной**. В политропном процессе к системе может подводиться (или отводиться от нее) теплота.

Понятие о политропных процессах широко используется главным образом при изучении процессов сжатия и расширения в газовых двигателях; зачастую политропные процессы оказываются удобными для аппроксимации действительных газовых процессов в двигателях.

Реальные процессы сжатия в газовых двигателях и компрессорах часто не являются ни адиабатными, ни изотермическими, а занимают промежуточное положение между этими двумя видами процессов. Поэтому, обычно встречаемые на практике значения показателя  $n$  политропного процесса **лежат в интервале от 1 до  $k$** . Для любых точек на политропе уравнение можно записать в виде:

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$$

Если политропный процесс осуществляется в идеальном газе, то из выше приведенного уравнения и уравнения Клапейрона нетрудно получить:

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{(n-1)}; \quad T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{(n-1) / n}$$

Эти уравнения устанавливают связь между  $p$ ,  $v$  и  $T$  в любых двух точках на политропе; первое уравнение справедливо и для реального, и для идеального газов, тогда как уравнения последний — только для идеального газа.

Помимо уже отмеченной нами технической целесообразности введение понятия политропного процесса представляет большую ценность и в методическом отношении. Понятие политропного процесса обобщает все остальные известные нам термодинамические процессы; нетрудно убедиться в том, что изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы представляют собой частные случаи политропных процессов.

В самом деле, из уравнения политропного процесса  $pv^n = \text{const}$  очевидно, что политропный процесс с показателем  $n=0$  представляет собой обычный изобарный процесс  $p = \text{const}$

Из уравнения  $pv^n = \text{const}$ , переписанного в виде  $p^{1/n}v = \text{const}$ , очевидно, что политропный процесс с показателем  $n = \pm \infty$  - это изохорный процесс:  $v = \text{const}$ .

Уравнение политропы с показателем  $n=k$  превращается в уравнение адиабаты Пуассона  $pv^k = \text{const}$ .

Наконец, уравнение политропы с показателем  $n=1$  — это уравнение идеального газа  $pv = \text{const}$ .

Последнее уравнение справедливо только для изотермического процесса в идеальном газе; получить из уравнения политропы уравнение изотермы реального газа нельзя. Конечно, процесс  $n=1$  в реальном газе возможен, но этот процесс не является изотермическим.

На рисунке представлена  $p, v$ -диаграмма, в которой нанесены кривые различных политропных процессов.

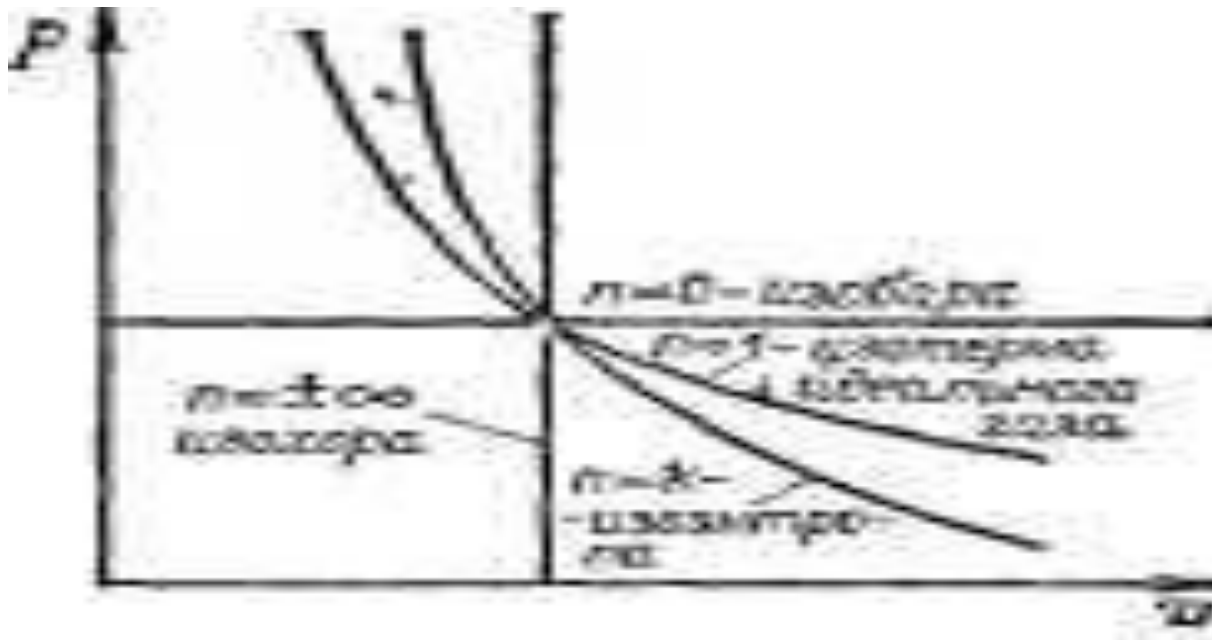


Рис. 7.6

**Работа расширения системы в политропном процессе** между точками 1 и 2 определяется с помощью уравнения

$$l_{1-2} = \int_1^2 p \, dv$$

Так как для политропы в соответствии с  $pv^n = \text{const}$  имеем  $p = p_1 v_1^n / v^n$ . Интегрируя выражение для  $l_{1-2}$  (при интегрировании учтем, что  $p_1 v_1^n$  постоянная величина), получаем для работы расширения в политропном процессе:

$$l_{1-2} = [(p_1 v_1) / (n-1)] \cdot [1 - (v_1/v_2)^{(n-1)}]$$

или, что тоже самое

$$l_{1-2} = [(p_1 v_1) / (n-1)] \cdot [1 - (p_2/p_1)^{(n-1)/n}]$$

**Количество теплоты подводимое или отводимое в политропном процессе** определяется исходя из уравнения

$$q_{2-1} = u_2 - u_1 + l_{1-2}$$

Выполнив ряд математических преобразований получаем уравнение определения **количество теплоты подводимое или отводимое в политропном процессе.**

$$q_{2-1} = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT + \int_{v_1}^{v_2} [T(\partial p / \partial T)_v - p] \delta v$$

Для расчетов с помощью этого уравнения нужно знать параметры обеих точек на политропе:  $T_1$  и  $v_1$ ,  $T_2$  и  $v_2$ .

Если мы имеем дело с политропным процессом в идеальном газе (следует заметить, что при расчете ряда политропных процессов в газовых двигателях и компрессорах идеально-газовое приближение оказывается вполне достаточным для технических расчетов), то уравнения для расчетов  $q_{2-1}$  могут быть приведены к более простому виду.

$$q_{2-1} = [(R/n-1) c_v] (T_1 - T_2)$$

Поскольку в соответствии с уравнением Майера  $c_p - c_v = R$ , находим:

$$q_{2-1} = c_v \cdot \{[(c_p / c_v) - n] / (n-1)\} \cdot (T_1 - T_2)$$

Для идеального газа отношение теплоемкости  $c_p$  к  $c_v$  представляет собой показатель изэнтропы идеального газа  $k_{\text{ид}} = c_p / c_v$ . С учетом этого уравнения выражение получим преобразуется к виду

$$q_{2-1} = c_v \cdot [(k - n) / (n - 1)] \cdot (T_1 - T_2)$$

**Это соотношение определяет количество теплоты, подводимой к идеальному газу (или отводимой от него) в политропном процессе.**

Так как в соответствии с общим определением теплоемкости  $c_x = dq_x / dT$ , теплоемкость политропного процесса можно определить как

$$c_n = dq_n / dT$$

отсюда

$$dq_n = c_n dT$$

тогда

$$q_{2-1} = \int_1^2 c_n dT$$

Если теплоемкость  $c_n$  в рассматриваемом интервале параметров между точками 1 и 2 сохраняется постоянной, то получаем следующее уравнение для расчета количества теплоты, подводимой к системе в политропном процессе:

$$q_{2-1} = c_n \cdot (T_1 - T_2)$$

Сравнивая полученные уравнения, можно сделать вывод о том, что фигурирующий в правой части комплекс  $c_v(k-n)/(n-1)$  представляет собой не что иное, как теплоемкость идеального газа в политропном процессе:

$$c_n = c_v \cdot [(k - n) / (n - 1)]$$



# ДРОССЕЛИРОВАНИЕ. ЭФФЕКТ ДЖОУЛЯ — ТОМСОНА

- Из опыта известно, что если на пути струи газа или жидкости, протекающей по трубе или какому-либо другому каналу, встречается препятствие, приводящее к внезапному резкому сужению поперечного сечения струи, а затем сечение струи увеличивается, то давление протекающего газа (жидкости) за препятствием всегда оказывается меньшим, чем перед ним. Такое препятствие называют местным сопротивлением.
- **Эффект падения давления струи рабочего тела в процессе протекания через сужения в канале называют дросселированием, или мятием.**

С процессом дросселирования приходится часто сталкиваться на практике, например при движении воды через неполностью открытый водопроводный кран или при движении воздуха через неполностью открытый воздушный шибер. В обоих случаях вследствие сопротивления дроссельного органа (крана или шибера) давление за ним уменьшается.

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

Рис. 5.8. Соотношение между работами  $I$  и  $V$  обратимого изотермического и обратимого адиабатического процессов (Вукалович, Новиков)

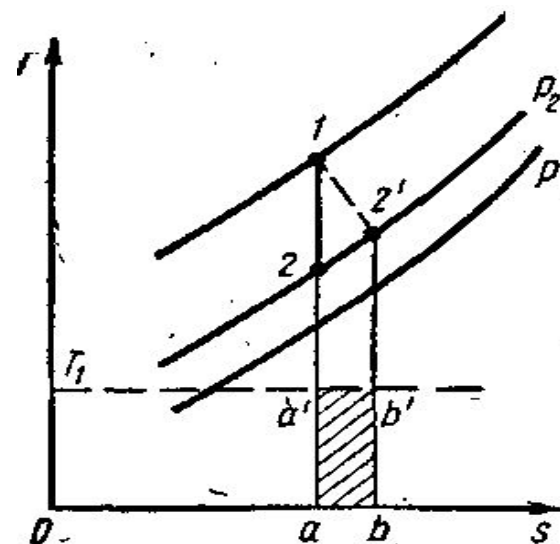
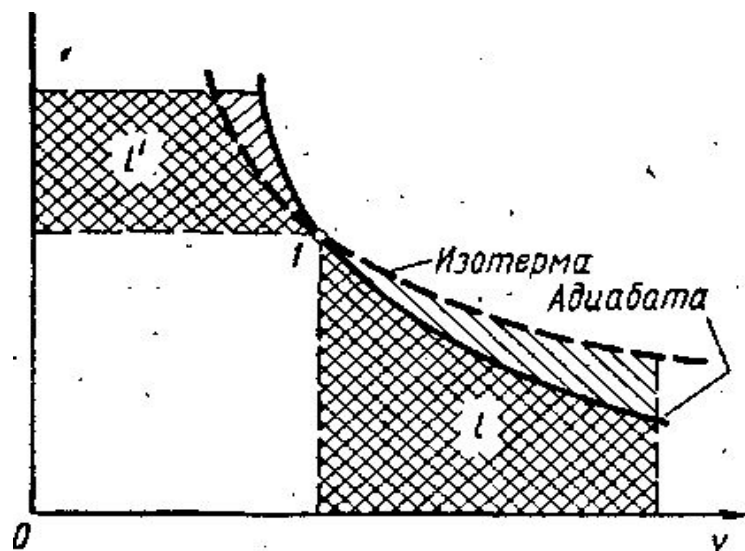
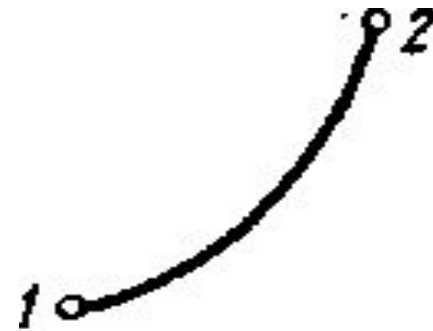
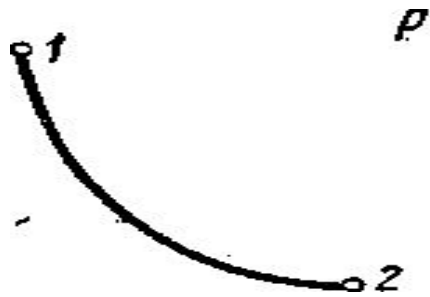
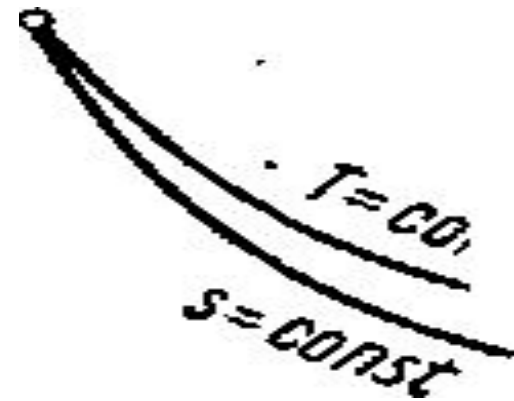
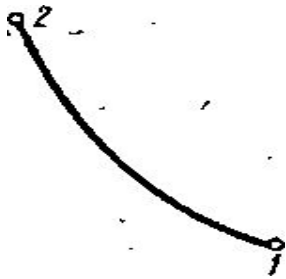


Рис. 5.6. Равновесный адиабатический процесс в координатах  
 $v-T$  и  $p-T$   
(Вукалович, Новиков)



- Рис. 5.2. Равновесный изотермический процесс в координатах  $p-T$  и  $p-v$



# Рис. 5. Ц. Процесс адиабатического дросселирования

Рис. .5.17. Ход политропы в процессах сжатия при наличии трения

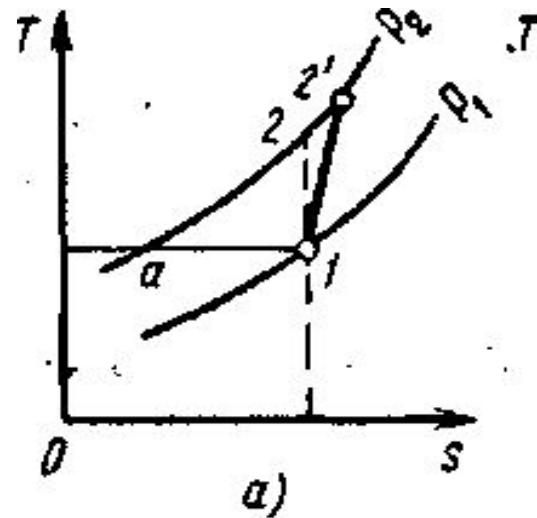
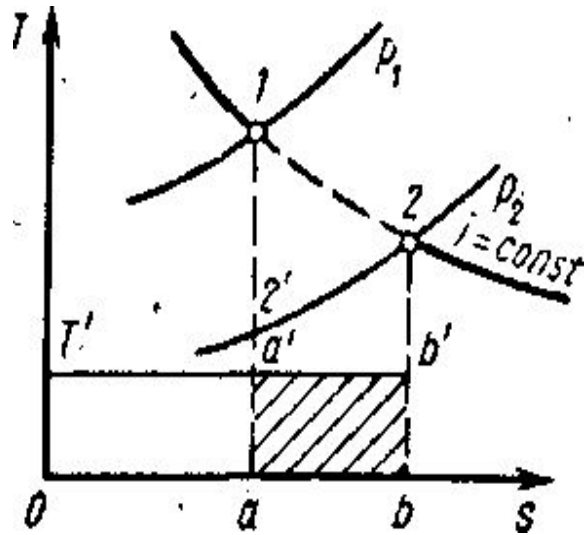


Рис. 5.23. Цикл с эквидистантными линиями

