

5.1. Изохорный процесс

Изохорным процессом называется процесс сообщения или отнятия тепла от газа при постоянном объеме ($V=\text{const}$).

В координатной плоскости $p\nu$ графиком изохорного процесса будет вертикаль 1-2 (рис. 5.1).

Для того чтобы изохорный процесс был равновесным и термодинамически обратимым, будем полагать, что источник тепла состоит из бесконечно большого числа элементарных источников, при этом температура каждого из них отличается от температуры газа в каждый данный момент процесса на величину dT . Тогда в точке 1 температура источника будет T_1+dT , а в точке 2 - T_2+dT , и процесс будет термодинамически обратимым на любой точке.

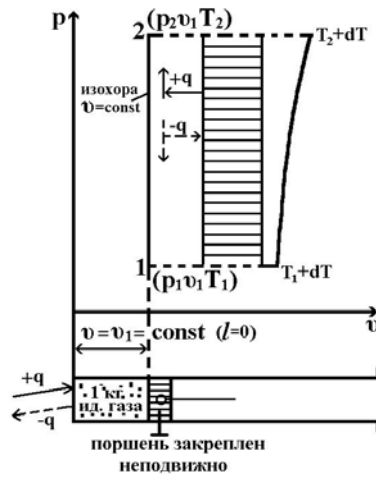


Рис. 5.1

Для изохорного процесса

$$p_1\nu_1 = RT_1; \quad p_2\nu_1 = RT_2.$$

Отсюда получаем

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (5.1)$$

Давление газа в изохорном процессе пропорционально абсолютной температуре. В изохорном процессе $\nu=\text{const}$, $d\nu=0$, значит,

$$l = \int_{\nu_1}^{\nu_2} p d\nu = 0, \quad l_\nu = 0. \quad (5.2)$$

Уравнение первого закона термодинамики для изохорного процесса имеет вид

$$q_\nu = \Delta u = c_\nu(T_2 - T_1). \quad (5.3)$$

Отсюда видно, что все тепло, подводимое к газу в изохорном процессе, идет на увеличение его внутренней энергии.

Коэффициент распределения тепла в изохорном процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v \Delta T}{c_v \Delta T} = 1, \quad \psi = 1. \quad (5.4)$$

Теплоемкость в изохорном процессе $c=c_v$.

Показатель политропы в изохорном процессе будет равен

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \pm\infty; \quad n = \pm\infty. \quad (5.5)$$

Уравнение политропы для случая $v=\text{const}$. Воспользуемся соотношением

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n; \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} \quad \text{при} \quad n = \pm\infty \quad \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} = 1.$$

Отсюда

$$\frac{v_2}{v_1} = 1; \quad v_2 = v_1 = \text{const}; \quad v = \text{const}. \quad (5.6)$$

Уравнение (5.6) называется уравнением изохорного процесса в pv -координатах.

Для вывода уравнения изохорного процесса в координатной плоскости Ts используем соотношение :

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1},$$

т.к. процесс изохорный $v=\text{const}$, то $\ln \frac{v_2}{v_1} = 0$, следовательно,

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.7)$$

Уравнение (5.7) называется уравнением изохоры в Ts - координатах (рис. 5.2).

На рис. 5.3 представлена схема распределения энергии в изохорном процессе.

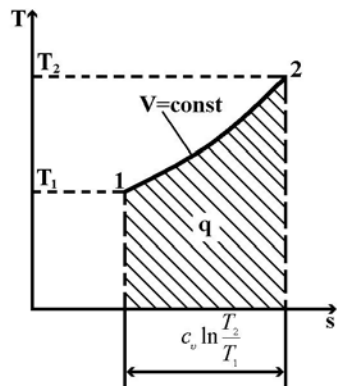


Рис. 5.2

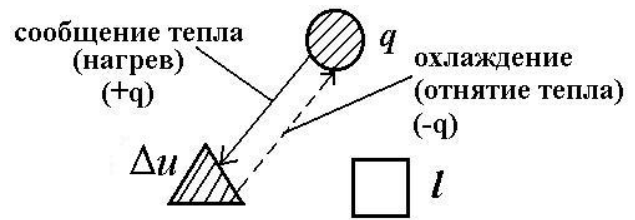


Рис. 5.3

5.2. Изобарный процесс

Изобарным процессом называется процесс сообщения или отнятия тепла от газа при постоянном давлении $p = \text{const}$.

Для того чтобы в процессе расширения при $p = \text{const}$ сохранить постоянным давление, необходимо в этом процессе подводить некоторое количество тепла q .

В координатной плоскости $p\nu$ графиком изобарного процесса будет горизонталь 1-2 (рис. 5.4).

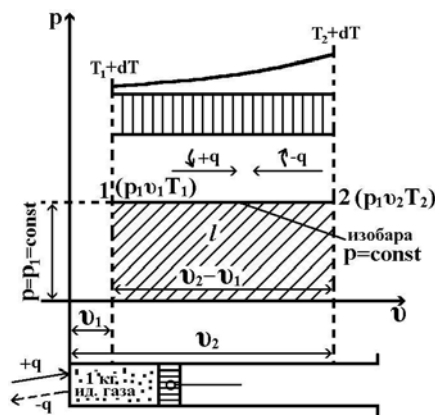


Рис. 5.4

Для изобарного процесса $p_1\nu_1 = RT_1$; $p_1\nu_2 = RT_2$, отсюда

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (5.8)$$

В изобарном процессе объем газа прямо пропорционален абсолютной температуре.

Работа расширения в изобарном процессе будет равна

$$l = \int_{\nu_1}^{\nu_2} p d\nu, \text{ т.к. } p = \text{const}, \text{ то}$$

$$l = p \int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu = p(\nu_2 - \nu_1). \quad (5.9)$$

Так как $\nu = \frac{RT}{p}$, то $l = p_1 \left(\frac{RT_2}{p_1} - \frac{RT_1}{p_1} \right)$, поэтому

$$l = R(T_2 - T_1). \quad (5.10)$$

Пусть в изобарном процессе расширения 1 кг газа температура изменится на 1° , то $l=R$. Отсюда видно, что газовая постоянная есть работа, совершенная 1 кг газа в процессе $p=\text{const}$ при его нагревании на 1° .

Уравнение первого закона термодинамики для изобарного процесса:

$$q = \Delta u + l = c_v(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1); \quad q = (c_v + R)(T_2 - T_1);$$

$$q_p = c_p(T_2 - T_1) = c_p \Delta T. \quad (5.11)$$

Коэффициент распределения тепла в изобарном процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v \Delta T}{c_p \Delta T} = \frac{1}{\kappa}; \quad \psi = \frac{1}{\kappa}. \quad (5.12)$$

Уравнение первого закона термодинамики через энтальпию :

$$q = \Delta h - \int_{p_1}^{p_2} \nu dp.$$

Так как в этом процессе $p=\text{const}$, то $dp=0$.

Значит,

$$q_p = \Delta h. \quad (5.13)$$

Следовательно,

$$\Delta h = c_p \Delta T \quad (5.14)$$

или $\Delta h = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1)$.

Для элементарного процесса

$$dh = c_p dT; \quad (5.15)$$

$$h = c_p T. \quad (5.16)$$

Теплоемкость в изобарном процессе $c=c_p$. Показатель политропы в изобарном процессе

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = 0; \quad n=0. \quad (5.17)$$

Уравнение изобарного процесса в p - v - координатах можно получить из уравнения политропного процесса $p v^n = \text{const}$. Так как в изобарном процессе $n=0$, то $p v^0 = \text{const}$, отсюда

$$p = \text{const}. \quad (5.18)$$

Для вывода уравнения изобарного процесса в координатной плоскости T - s воспользуемся соотношением :

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1},$$

но, т.к. $p = \text{const}$, $\ln \frac{p_2}{p_1} = 0$.

Следовательно,

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.19)$$

Уравнение (5.19) называется уравнением изобары в T - s - координатах (рис. 5.5).

На рис. 5.6 представлена схема распределения энергии в изобарном процессе.

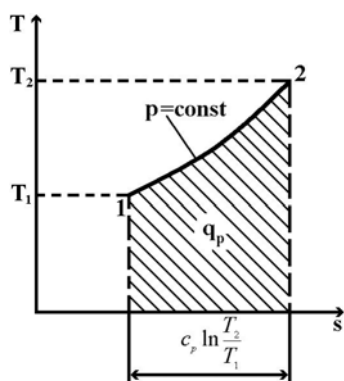


Рис. 5.5

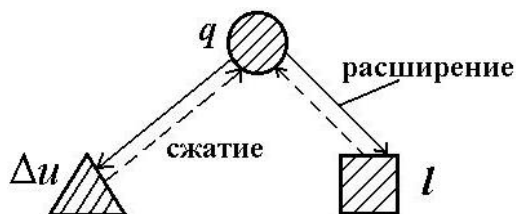


Рис. 5.6

Взаимное положение изохоры и изобары в T - s - координатах

Пусть совершаются изохорный и изобарный процессы в одном и том же интервале температур от T_1 до T_2 . Изобразим оба процесса в T - s - координатах (рис. 5.7).

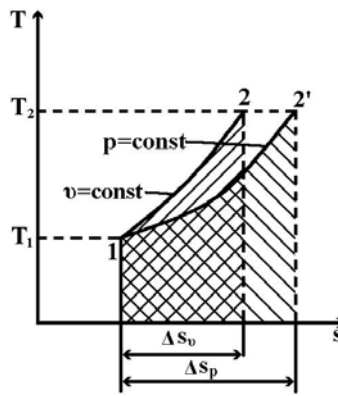


Рис. 5.7

В процессе $v=\text{const}$ изменение энтропии равно

$$\Delta s_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

В процессе $p=\text{const}$ изменение энтропии равно

$$\Delta s_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

5.3. Изотермический процесс

Изотермическим процессом называется процесс сообщения или отнятия тепла газу при постоянной температуре $T=\text{const}$. Для изотермического процесса $T=\text{const}$, из уравнения состояния $pv=RT$ получим,

$$pv=\text{const}. \tag{5.20}$$

Уравнение изотермического процесса в координатной плоскости pv представляет собой уравнение равнобокой гиперболы (рис. 5.8).

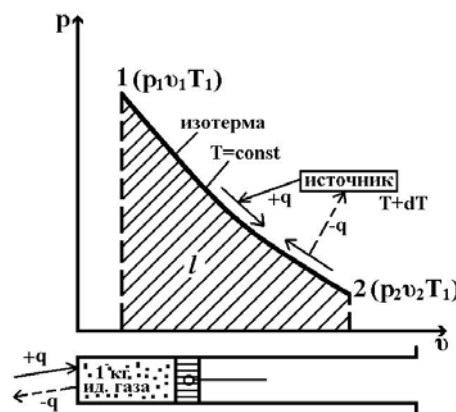


Рис. 5.8

Согласно (5.20) имеем $p_1 v_1 = p_2 v_2$, отсюда

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}. \tag{5.21}$$

В изотермическом процессе давление газа обратно пропорционально его объему. Для того чтобы в изотермическом процессе расширения при $T=\text{const}$ сохранить постоянную температуру, необходимо подводить тепло q , которое определяется по основному уравнению первого закона термодинамики:

$$q = \Delta u + l.$$

Для идеального газа в процессе $T=\text{const}$ $\Delta u = c_v \Delta T = 0$, отсюда

$$q_T = l. \quad (5.22)$$

Все тепло, сообщенное газу в изотермическом процессе, целиком идет на работу расширения.

Изменение энтальпии в изотермическом процессе $\Delta h = c_p \Delta T = 0$. Работа расширения в изотермическом процессе

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Но для процесса $T=\text{const}$

$$p v = \text{const} = p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

Отсюда

$$p = \frac{\text{const}}{v}. \quad (5.23)$$

Подставим значение давления согласно (5.23) в выражение работы расширения

$$l = \text{const} \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}.$$

Интегрируя и подставляя пределы, получаем

$$l = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad (5.24)$$

$$l = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}; \quad (5.25)$$

$$l = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad (5.26)$$

$$l = RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (5.27)$$

Для произвольного количества m кг ТРТ работа будет равна

$$L = m \cdot l.$$

Коэффициент распределения тепла в изотермическом процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{0}{q} = 0; \quad \psi = 0. \quad (5.28)$$

Теплоемкость в изотермическом процессе

$$c = \frac{c_v}{\psi} = \infty. \quad (5.29)$$

Условие (5.29) для изотермического процесса по существу подтверждает его основную характеристику ($T=\text{const}$). Из определения теплоемкости следует: чтобы изменить температуру в изотермическом процессе на 1° надо затратить бесконечно большое количество тепла, что невозможно. Следовательно, температура в этом процессе остается величиной постоянной.

Показатель политропы для $T=\text{const}$:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}, \quad \text{т.к. } c = \infty,$$

раскроем неопределенность

$$n - 1 = \frac{c - c_p}{c - c_v} - 1 = \frac{c - c_p - c + c_v}{c - c_v}; \quad n - 1 = \frac{-c_p + c_v}{c - c_v}; \quad n - 1 = 0; \quad n = 1. \quad (5.30)$$

Уравнением изотермического процесса в координатной плоскости Ts будет $T=\text{const}$, т.е. графиком изотермы в Ts - координатах будет горизонталь 1-2 (рис. 5.9).

Тепло в изотермическом процессе может быть определено

$$q = T \cdot \Delta s = T(s_2 - s_1). \quad (5.31)$$

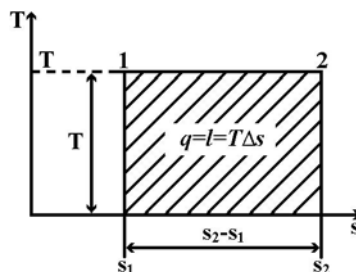


Рис. 5.9

Изменение энтропии в процессе $T=\text{const}$, согласно (5.31), (5.26), (5.27), будет

$$\Delta s = \frac{q}{T} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (5.32)$$

Схема распределения энергии в изотермическом процессе представлена на рис. 5.10.

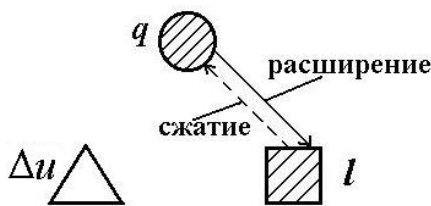


Рис. 5.10

5.4. Адиабатный процесс

Адиабатным процессом называется процесс, протекающий без подвода или отвода от ТРТ теплоты, хотя механическое взаимодействие с внешней средой может иметь место. Если под q понимать тепло, сообщаемое рабочему телу или отнимаемого от него, то основными уравнениями адиабатного процесса будут $q=0$, $dq=0$. Написание одного и того же положения в двух видах - интегральном и дифференциальном - указывает на то, что требование $q=0$ и $dq=0$ относится не только к конечному участку рассматриваемого термодинамического процесса, но и должно соблюдаться в каждый момент этого процесса, т.е. на каждом элементе процесса.

Уравнение адиабатного процесса в pv - координатах

Из уравнений первого закона термодинамики, записанных через энтальпию и через внутреннюю энергию с учетом условия адиабатного процесса ($dq=0$), получим

$$dq = du + pdv = c_v dT + pdv = 0;$$

$$dq = dh - vdp = c_p dT - vdp = 0,$$

откуда

$$c_v dT = -pdv; \quad (5.33)$$

$$c_p dT = vdp. \quad (5.34)$$

Разделив почленно (5.34) на (5.33), получим

$$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{v dp}{p dv}.$$

Так как

$$\frac{c_p}{c_v} = \kappa, \text{ то } \kappa = -\frac{v}{p} \frac{dp}{dv}.$$

Разделив переменные, получим

$$\frac{dp}{p} = -\kappa \frac{dv}{v}.$$

Интегрируем это уравнение для конечного участка процесса 1-2:

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\kappa \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}; \quad \ln \frac{p_2}{p_1} = -\kappa \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^\kappa.$$

Потенцируя, получаем

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^\kappa,$$

отсюда

$$p_1 v_1^\kappa = p_2 v_2^\kappa = \text{const}; \quad p v^\kappa = \text{const}. \quad (5.35)$$

Следовательно, p - v - координатах уравнение адиабатного процесса (5.35) представляет собой уравнение неравнобокой гиперболы (рис. 5.11).

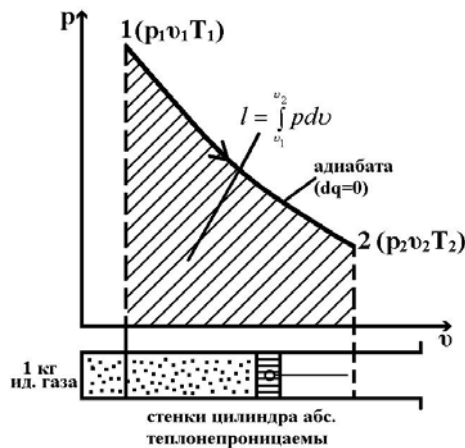


Рис. 5.11

Другие соотношения между параметрами для адиабатного процесса получатся совершенно аналогично, как и в случае политропного процесса:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\kappa-1}; \quad (5.36)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (5.37)$$

Уравнение первого закона термодинамики применительно к адиабатному процессу:

$$q = \Delta u + l; \quad q = 0.$$

Следовательно,

$$l = -\Delta u. \quad (5.38)$$

Работа расширения в адиабатном процессе совершается за счет уменьшения внутренней энергии: $l = -c_v(T_2 - T_1)$; $l = c_v(T_1 - T_2)$. Так как внутренняя энергия переходит в работу при адиабатном расширении, то температура газа уменьшается в этом процессе ($T_1 > T_2$).

Работа расширения, совершенная газом в адиабатном процессе, будет равна $l = c_v(T_1 - T_2)$, учитывая, что $T = \frac{p\nu}{R}$ и $R = c_p - c_v$, получаем:

$$l = \frac{c_v}{R}(p_1\nu_1 - p_2\nu_2); \quad (5.39)$$

$$l = \frac{1}{(\kappa - 1)}(p_1\nu_1 - p_2\nu_2); \quad (5.40)$$

$$l = \frac{p_1\nu_1}{\kappa - 1} \left(1 - \frac{p_2\nu_2}{p_1\nu_1} \right); \quad (5.41)$$

$$l = \frac{p_1\nu_1}{\kappa - 1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right); \quad (5.42)$$

$$l = \frac{p_1\nu_1}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{\kappa - 1} \right]; \quad (5.43)$$

$$l = \frac{p_1\nu_1}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]; \quad (5.44)$$

$$l = \frac{RT_1}{\kappa - 1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (5.45)$$

Для произвольного количества m кг газа, участвующего в процессе, работа расширения будет равна $L = ml$.

Коэффициент распределения тепла в адиабатном процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{\Delta u}{0} = \pm\infty; \quad \psi = \pm\infty. \quad (5.46)$$

Теплоемкость в адиабатном процессе

$$c = \frac{dq}{dt}, \text{ т.к. } dq = 0, c = 0. \quad (5.47)$$

Средние значения показателя адиабаты κ для различных газов можно принять следующие при 0°C :

одноатомные газы $\kappa = 1,66$;

двухатомные газы и воздух $\kappa = 1,4$;

трехатомные газы $\kappa = 1,3$.

Для вывода уравнения адиабатного процесса в Ts - координатах воспользуемся соотношением :

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Для адиабатного процесса имеем

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^\kappa; \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{-\kappa}.$$

Тогда

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} - c_v \cdot \kappa \ln \frac{v_2}{v_1},$$

т.к. $c_v \cdot \kappa = c_p$, то

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} - c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = 0.$$

Следовательно, в адиабатном процессе

$$s_2 - s_1 = 0; \quad s_2 = s_1; \quad s = \text{const}. \quad (5.48)$$

В адиабатном процессе изменение энтропии не происходит. Адиабатный процесс - изоэнтропийный процесс. Графиком адиабатного процесса в Ts - координатах будет вертикаль 1-2 (рис. 5.12).

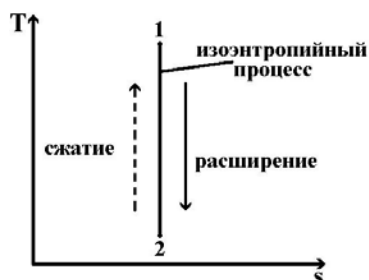


Рис. 5.12



Рис. 5.13

Схема распределения энергии в адиабатном процессе представлена на рис. 5.13.

Взаимное расположение адиабаты и изотермы в $p\nu$ - координатах

При расширении по изотерме внутренняя энергия газа остается постоянной, т.к. $T=\text{const}$, а при расширении по адиабате внешняя работа совершается за счет уменьшения внутренней энергии. Поэтому температура при расширении по адиабате уменьшается. Следовательно, $T_2' < T_2 = T_1$.

Таким образом, если в координатной плоскости $p\nu$ из одной точки идут изотермы и адиабаты, то при расширении адиабата будет располагаться ниже изотермы, а при сжатии, наоборот, адиабата будет располагаться выше изотермы (рис. 5.14).

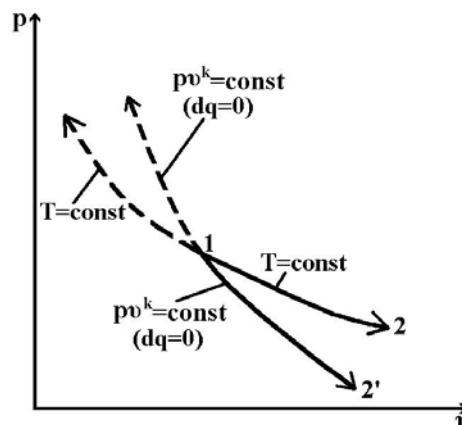


Рис. 5.14

5.5. Исследование политропных процессов

Каждому политропному процессу отвечает свой собственный закон распределения энергии и свое собственное значение n , т.е. величина n и закон распределения энергии в политропном процессе взаимосвязаны. Отсюда и возникает возможность по величине n судить о характере распределения энергии в процессе. Изобразим основные термодинамические процессы в $p\nu$ - и Ts - диаграммах и наметим три характерные группы политроп (рис. 3.17, 3.18).

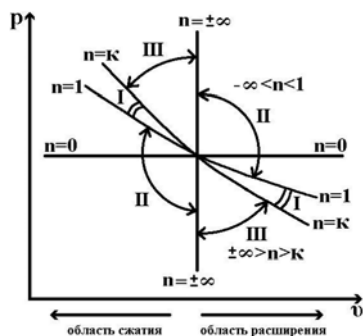


Рис. 5.15

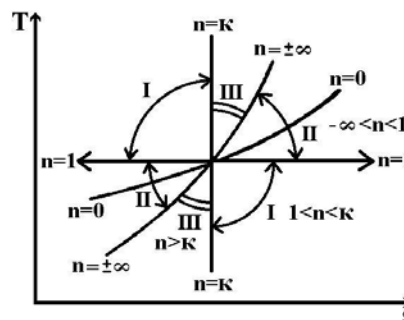


Рис. 5.16

1. Показатель политропы в этой группе изменяется в пределах $1 < n < \kappa$.
2. Показатель политропы в этой группе изменяется в пределах $-\infty < n < 1$.

3. Показатель политропы в этой группе изменяется в пределах $+\infty > n > \kappa$.

Покажем, что у каждой из намеченных групп политроп имеется свой собственный закон распределения энергии, который можно легко определить в результате следующего анализа.

Рассмотрим вначале расположение всевозможных политропных процессов по отношению к адиабатному процессу (рис. 5.17)

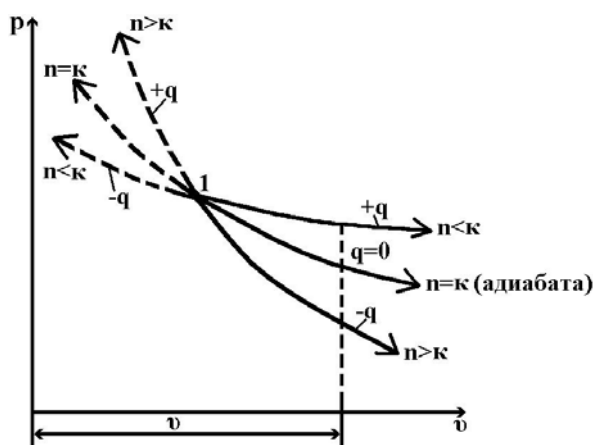


Рис. 5.17

В p - v - координатах все политропные процессы расположены или выше или ниже адиабаты. Если зафиксировать для всех политроп расширения некоторой объем, то из элементарных рассуждений следует, что если в данном процессе ($n > \kappa$) при объеме v давление упало по отношению к адиабатному, в котором внешнее тепло не участвует ($q=0$), то это может быть только за счет дополнительного отвода тепла ($q < 0$) в этом процессе. Наоборот, если при расширении к моменту наступления объема v , давление в политропном процессе ($n < \kappa$) повысилось по отношению к адиабатному ($q=0$), то это может произойти только за счет подвода тепла в этом процессе ($q > 0$). К аналогичным результатам можно прийти, если рассмотреть соответствующие политропы сжатия.

Следовательно, адиабата разделяет всевозможные политропы на две группы: первая группа политроп в p - v - координатах, расположенных выше адиабаты, идет с подводом тепла ($+q$), вторая группа политроп, расположенных ниже адиабаты, идет с отводом тепла ($-q$), независимо от того, идут ли процессы сжатия или расширения. В T - s - координатах, процессы, расположенные вправо от адиабаты (с увеличением энтропии), идут с подводом тепла, влево от адиабаты (с уменьшением энтропии) идут с отводом тепла.

Рассмотрим расположение всевозможных политроп по отношению

к изотерме (рис. 5.18)

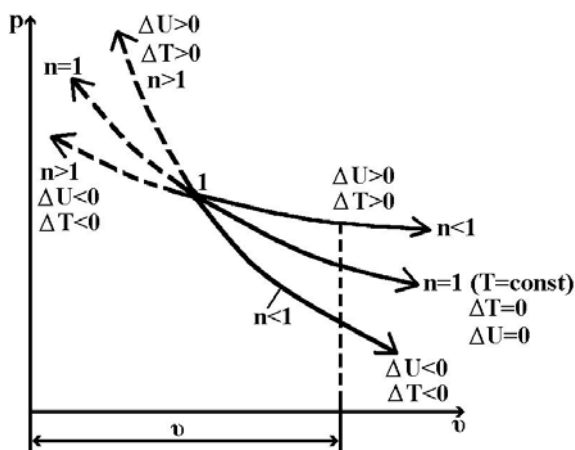


Рис. 5.18

Если опять зафиксировать в ходе процессов расширения какой-то объем v , то, сопоставляя политропные процессы с изотермическим ($n=1, T=\text{const}$), можно сделать следующие выводы. Если в политропическом процессе расширения к моменту наступления объема v давление оказалось выше, чем в изотермическом, это может произойти только в результате повышения температуры газа, т.к. в изотермическом процессе расширения теплота сообщается газу, но $T=\text{const}$. Так как температура в этих процессах увеличивается, то и внутренняя энергия в этих процессах возрастает. Наоборот, если давление в политропном процессе лежит ниже значения давлений изотермического процесса, то это означает, что эти процессы расширения сопровождаются понижением температуры и уменьшением внутренней энергии газа. Аналогичные результаты получаются, если рассмотреть соответствующие политропы сжатия.

Итак, изотерма в pv - и Ts - координатах делит всевозможные политропы на две группы:

Первая группа политроп, лежащая выше изотермы, идет с увеличением $u(\Delta u > 0)$ и ростом $T(\Delta T > 0)$.

Вторая группа политроп, лежащая ниже изотермы, идет с уменьшением $u(\Delta u < 0)$ и понижением $T(\Delta T < 0)$, и это правило справедливо для всех процессов как сжатия, так и расширения.

Воспользовавшись данной системой анализа, определим закон распределения энергии в каждой из намеченных групп.

Первая группа политропных процессов

К этой группе относятся процессы (рис. 5.15, 5.16) у которых $1 < n < \kappa$, графики этих процессов располагаются между изотермой и адиабатой. Процессы этой группы в случае расширения газа осуществляются с подводом тепла (процессы расположены выше адиабаты) и с уменьшением внутренней энергии газа (процессы расположены ниже изотермы), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 5.19.

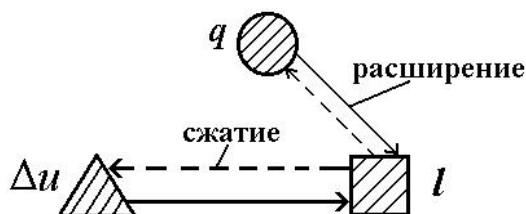


Рис. 5.19

Коэффициент распределения тепла ψ у этой группы процессов, определяемый по формуле $\psi = \frac{n-1}{n-\kappa}$, будет отрицательным. Это свидетельствует о том, что тепло q и изменение внутренней энергии Δu в этих процессах имеют разные знаки.

При увеличении показателя n этой группы процессов закон распределения энергии остается постоянным, но усиливается роль в процессе внутренней энергии и уменьшается роль теплоты.

Теплоемкость газа в политропных процессах этой группы, вычисляемая по формуле

$$c = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1},$$

будет величиной отрицательной. Физически это означает, что в этих процессах, несмотря на сообщение газу теплоты, его внутренняя энергия, а с ней и температура уменьшаются.

Вторая группа политропных процессов

К этой группе относятся процессы, у которых $-\infty < n < 1$ (рис. 5.15, 5.16). Графики политропных процессов первой группы располагаются между изохорой и изотермой. В процессах этой группы расширение газа осуществляется с подводом теплоты (процессы расположены выше адиабаты) и увеличением внутренней

энергии газа (процессы расположены над изотермой), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 5.20.

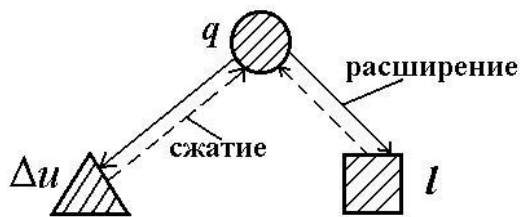


Рис. 5.20

Часть теплоты, идущей на увеличение внутренней энергии газа, определяется по формуле

$$\psi = \frac{n-1}{n-\kappa},$$

величина положительная.

ψ - коэффициент распределения тепла в политропном процессе.

С увеличением n у процессов этой группы закон распределения энергии сохраняется, но при этом уменьшается доля теплоты, идущей на увеличение Δu , и увеличивается доля теплоты, идущей на l .

Теплоемкость газа в процессах этой группы, определяемая по формуле $c = c_v \frac{n-\kappa}{n-1}$, будет величиной положительной.

Третья группа процессов

К этой группе принадлежат процессы, в которых ($+\infty > n > \kappa$) графики этих процессов лежат между адиабатой и изохорой.

Процессы этой группы в случае расширения газа осуществляются с уменьшением внутренней энергии (процессы расположены ниже изотермы) и отдачей теплоты в холодильник (процессы расположены ниже адиабаты), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 5.21.

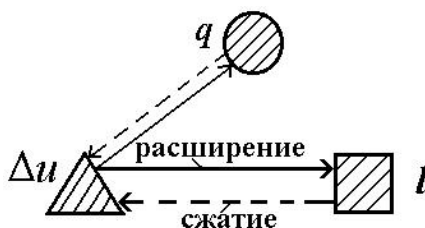


Рис. 5.21

С увеличением показателя n этой группы процессов закон распределения энергии сохраняется, но увеличивается доля теплоты (за счет уменьшения

внутренней энергии), отдаваемая в холодильник, и уменьшается доля теплоты, идущая на работу.

Теплоемкость газа этой группы процессов, вычисляемая по формуле $c = c_v \frac{n - \kappa}{n - 1}$, будет величиной положительной.

Коэффициент распределения тепла $\psi = \frac{n - 1}{n - \kappa}$ у этой группы процессов величина положительная.

Взаимное расположение различных политроп в координатной плоскости $p\nu$ (рис. 5.22)

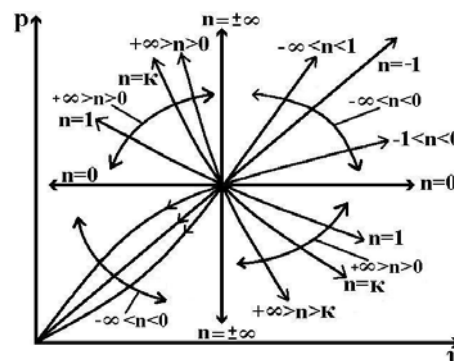


Рис. 5.22

Всевозможные политропы в $p\nu$ - координатах можно разбить на две основные группы.

1. Политропы, показатели которых лежат в пределах $+\infty > n > 0$, представляют степенные функции, не проходящие через начало координат

$$p = \frac{const}{\nu^n}.$$

2. Политропы, показатели которых лежат в пределах $-\infty < n < 0$, представляют собой степенные функции, проходящие через начало координат $p\nu^{-n} = const$; $p = const \nu^n$.

Политропы, показатели которых лежат в пределах $-1 < n < 0$ - это кривые, имеющие выпуклость вверх.

Политропы, показатели которых лежат в пределах $-\infty < n < -1$ - это кривые, имеющие выпуклость вниз.

Политропа, показатель которой $n = -1$: $p\nu^{-1} = const$; $p = const \cdot \nu$ - это прямая, проходящая через начало координат.

Взаимное расположение различных политроп в координатной плоскости Ts представлено на рис. 5.23

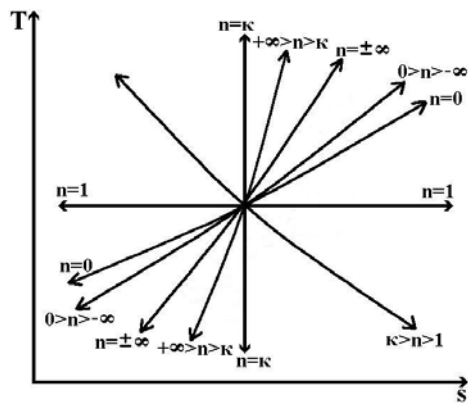


Рис. 5.23

При рассмотрении семейства политроп в Ts - координатах следует обратить внимание на то, что взаимное расположение политроп здесь такое же, как и в pv -координатах.