

ТЕПЛОТЕХНИКА

Термодинамика

Курс лекций

ВВЕДЕНИЕ

Гидравлика и теплотехника – это общетехническая дисциплина, изучающая методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты и связанные с этим аппараты и устройства.

1. Парниковый эффект. Содержащийся в атмосфере углекислый газ пропускает солнечные лучи на Землю, но препятствует охлаждению Земли путем излучения в космос. Ученые утверждают, что от тепловой смерти биосферы нас отделяет один порядок. Будем использовать в 10 раз больше энергии, чем сейчас, – погибнем. В последние годы наблюдается повышение концентрации CO_2 в атмосфере. Это заставляет резко ограничить потребление углеродосодержащих топлив.

2. Тепловое и химическое загрязнение окружающей среды. Тепловое загрязнение – это выбросы нагретой воды в естественные водоемы и горячих газов в атмосферу. Химическое загрязнение – оксиды серы и азота, зола и сажа, тяжелые металлы, содержащиеся в продуктах сгорания топлив.

3. Озоновые дыры. Разрушается озоновый слой, расположенный в стратосфере Земли, который поглощает солнечное излучение и тепловое излучение Земли, является защитным слоем. Основные вещества, разрушающие озон (окись и закись азота, хлор, окислы тяжелых металлов), находятся в продуктах сгорания топлива, фреонов, минеральных удобрений. Таким образом, источниками этих веществ являются тепловые электростанции, многочисленные тепловые двигатели, ракетополеты и корабли многократного использования, ядерные взрывы, холодильная техника и производства, использующие фреоны, сельское хозяйство. Самое простое – отказаться от фреонов, и очень сложно – уменьшить содержание вредных выбросов при общем увеличении потребления энергии.

Какие пути уменьшения отрицательного воздействия топливно-энергетического хозяйства на экологию?

Следует вкладывать средства не в увеличение добычи топлива, а в разработку технологических процессов, обеспечивающих более экономное его использование: энергосберегающие технологии, глубокую переработку топлива, безотходные производства, повышение тепловой экономичности действующих тепловых двигателей и установок и создание новых, развитие малой энергетики (ветровые электродвигатели, мини-гидростанции, использование энергии Солнца), развитие атомной энергетики.

Теоретическим фундаментом теплотехники является техническая термодинамика, которая является теорией тепловых двигателей, аппаратов и устройств, применяемых в энергетике и во всех отраслях народного хозяйства (двигателях внутреннего сгорания, газотурбинных двигателях и уста-

новках, паротурбинных установках, реактивных и ракетных двигателях, компрессорах, холодильных машинах, тепловых насосах и т. д.).

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Предмет термодинамики

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии и свойства тел, участвующих в этих превращениях.

На её основе осуществляют расчет и проектирование всех тепловых двигателей, а также всевозможного теплотехнического оборудования.

1.2. Термодинамическая система

Термодинамическая система – это совокупность тел, взаимодействующих между собой и с окружающей средой.

Термодинамическая система может обмениваться с окружающей средой энергией, теплом и массой.

Если такой обмен исключен, система называется *изолированной*, если отсутствует теплообмен – *адиабатной*, если отсутствует массообмен – *закрытой*, при наличии массообмена – *открытой*. Пример закрытой термодинамической системы – газ, заключенный в цилиндре под поршнем, внешняя среда – окружающий воздух. Поток газа или пара в турбине или трубопроводе – открытая термодинамическая система. Газ, находящийся в закрытой емкости с идеальной тепловой изоляцией, – изолированная и одновременно адиабатная система.

Простейшей термодинамической системой является *рабочее тело* (газ или пар), с помощью которого в тепловом двигателе осуществляется превращение теплоты в работу. Например, в двигателях внутреннего сгорания рабочим телом являются продукты сгорания топлива, в паротурбинных установках – водяной пар.

1.3. Термические параметры состояния

Свойства рабочих тел характеризуются параметрами состояния. Термическими параметрами состояния являются: абсолютное давление p , абсолютная температура T , удельный объем v .

1. *Абсолютное давление* (p) отсчитывается от 0. Избыточное давление ($p_{\text{и}}$) отсчитывается от уровня атмосферного давления и измеряется манометром (жидкостным или пружинным). Атмосферное давление ($p_{\text{а}}$) измеряется барометром. Приборы для измерения давления ниже атмосферного называются *вакуумметрами* и измеряют разрежение ($p_{\text{р}}$).

Связи между абсолютным давлением p и давлениями, измеренными с помощью приборов,

$$p = p_{\text{и}} + p_{\text{б}}, \quad (1.1)$$

$$p = p_{\text{б}} - p_{\text{р}} \quad (1.2)$$

наглядно подтверждаются рис. 1.1.

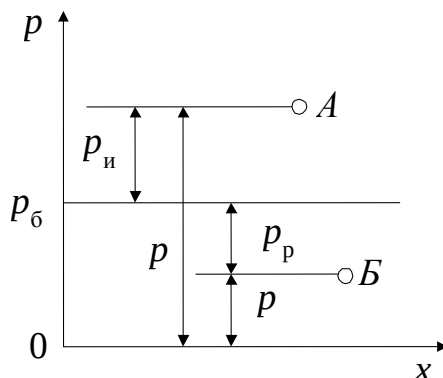


Рис. 1.1

В Международной системе единиц (СИ) давление выражается в паскалях ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$). Используются и другие единицы измерения давления (бар, мм рт. ст., ат ...):

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па} = 10^2 \text{ кПа} = 0,1 \text{ МПа} = 750 \text{ мм рт.ст.},$$

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2 = 735,6 \text{ мм рт. ст.},$$

$$1 \text{ физ. атм} = 760 \text{ мм рт. ст.}$$

2. Абсолютная температура T измеряется в градусах Кельвина (К)

$$T = t + 273,15,$$

где t , $^{\circ}\text{C}$ – температура в градусах Цельсия, определяемая с помощью термометров, пирометров, термопар и других приборов и устройств.

3. Удельный объем (v) – это объем единицы массы вещества $v = V/M$, $\text{м}^3/\text{кг}$, величина, обратная плотности $v = 1/\rho$.

Для сравнения термодинамических систем в одинаковых состояниях вводится понятие «нормальные физические условия»: $p = 101,325 \text{ кПа}$ (760 мм рт. ст.), $T = 273,15 \text{ К}$ ($t = 0^{\circ}\text{C}$).

1.4. Уравнение состояния

Связь между параметрами p , v , T называется *термическим уравнением состояния*

$$f(p, v, T) = 0$$

или

$$p = f_1(v, T), \quad v = f_2(p, T), \quad T = f_3(p, v).$$

Эти уравнения показывают, что из трех параметров, определяющих состояние системы, независимыми являются два.

Конкретный вид уравнения состояния зависит от свойств веществ.

Для идеального газа термическое уравнение состояния имеет вид:

$$pv = RT, \quad (1.3)$$

$$pV = MRT, \quad (1.4)$$

$$pV_{\mu} = R_{\mu}T, \quad (1.5)$$

$$pV = nR_{\mu}T. \quad (1.6)$$

В уравнениях (1.3) – (1.6) используются следующие обозначения: p – абсолютное давление, Па; v – удельный объем, м³/кг; T – абсолютная температура, К; M – масса газа, кг; V – объем газа, м³; V_μ – объем 1 киломоля газа, м³/кмоль; $n = M / \mu$ – число киломолей газа; μ – молярная масса газа, кг/кмоль; $R_\mu = 8314$ Дж/(кмоль·К) – универсальная газовая постоянная; $R = R_\mu / \mu$ – газовая постоянная, Дж/(кг·К).

В *реальных газах*, в отличие от идеальных, существенны силы межмолекулярных взаимодействий, и нельзя пренебречь собственным объемом молекул. Термическое уравнение состояния реального газа можно представить в виде

$$pv = zRT, \quad (1.7)$$

где $z = f(p, T)$ – коэффициент сжимаемости.

Вся сложность расчетов по уравнению (1.7) состоит в определении коэффициента сжимаемости. Реальные газы при $T \rightarrow \infty$ или $p \rightarrow 0$ становятся идеальными, при этом $z = 1$.

Понятие идеального газа является научной абстракцией, моделью реального газа, дающей хорошую сходимость с практикой. Для состояний газа, близких к состоянию сжижения (насыщенного пара) модель идеального газа неприемлема.

1.5. Расчет термических параметров газовых смесей

Примерами газовых смесей являются воздух, природный газ, продукты сгорания топлива и т. д. Ниже рассматривается расчет механических газовых смесей (химически не реагирующих) при условии, что газовая смесь – идеальный газ.

В этом случае:

1. Каждый компонент имеет температуру, равную температуре смеси, и занимает весь объем смеси.

2. Сумма парциальных давлений компонентов равна давлению смеси

$$p = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (1.8)$$

3. Сумма парциальных объемов компонентов равна объему смеси

$$V = \sum_{i=1}^n V_i. \quad (1.9)$$

Парциальное давление компонента – это давление, которое оказывает компонент на стенки сосуда с газовой смесью.

Парциальный объем компонента – это объем, который бы занимал компонент, имея давление и температуру смеси.

Параметры газовой смеси рассчитываются по уравнению состояния идеального газа, например (1.4)

$$pV = MRT,$$

где $R = R_{\mu} / \mu$, μ – мольная масса газовой смеси.

Параметры компонентов рассчитываются по уравнениям:

$$p_i V = M_i R_i T, \quad (1.10)$$

$$p V_i = M_i R_i T. \quad (1.11)$$

Чтобы воспользоваться этими формулами, необходимо знать мольную массу газовой смеси (μ), парциальные давления (p_i) или парциальные объемы (V_i).

Существует три способа задания газовой смеси:

1. По *массовому* составу.

Масса смеси равна сумме масс компонентов:

$$M = \sum_{i=1}^n M_i, \text{ кг};$$
$$1 = \sum_{i=1}^n (M_i / M) = \sum_{i=1}^n g_i, \quad (1.12)$$

где $g_i = M_i / M$ – массовая доля компонента.

При массовом задании газовой смеси мольная масса рассчитывается по формуле

$$\mu = 1 / \left[\sum_{i=1}^n (g_i / \mu_i) \right]. \quad (1.13)$$

2. По *объемному* составу.

На основании (1.9)

$$V = \sum_{i=1}^n V_i,$$
$$1 = \sum_{i=1}^n (V_i / V) = \sum_{i=1}^n r_i, \quad (1.14)$$

где $r_i = V_i / V$ – объемная доля компонента.

При объемном задании газовой смеси мольная масса рассчитывается по формуле

$$\mu = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i. \quad (1.15)$$

3. По *мольному* составу.

Согласно закону сохранения массы число киломолей газовой смеси равно сумме киломолей компонентов, тогда

$$1 = \sum_{i=1}^n \frac{n_i}{n}, \quad (1.16)$$

где n_i/n – мольная доля компонента, численно равная объемной доле r_i ,

$$n_i/n = (n_i/n)(V_\mu/V_\mu) = V_i/V = r_i. \quad (1.17)$$

Здесь V_μ , м³/кмоль – объем одного киломоля газа при параметрах смеси p и T .

Таким образом, при мольном задании газовой смеси расчет мольной массы производится по формуле (1.15).

Связь между объемными и массовыми долями характеризуется следующими формулами:

$$g_i = \mu_i \cdot r_i / \mu, \quad (1.18)$$

$$r_i = \mu \cdot g_i / \mu_i. \quad (1.19)$$

На основании уравнений (1.10) и (1.11) получено выражение для вычисления парциальных давлений

$$p_i = r_i \cdot p. \quad (1.20)$$

1.6. Термодинамический процесс

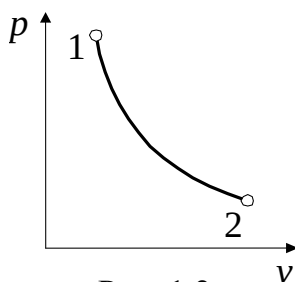


Рис. 1.2

Термодинамический процесс – это процесс изменения состояния рабочего тела во времени. Например, при перемещении поршня в цилиндре изменяются объем, давление и температура газа, т. е. совершается процесс расширения или сжатия газа. На рис. 1.2 в p - v -диаграмме представлен термодинамический процесс 1-2 (расширение газа).

Процессы могут быть равновесными или неравновесными, обратимыми или необратимыми.

Равновесным является процесс, при протекании которого в каждый момент времени во всех точках системы (т. е. во всем объеме рабочего тела) одноименные параметры p и T имеют одинаковое значение.

Реальные процессы – неравновесны. Неравновесность может быть уменьшена за счет снижения скорости протекания процесса. В диаграммах можно изобразить только равновесные состояния и процессы.

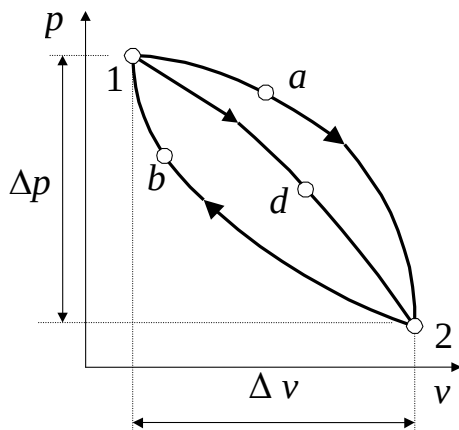


Рис. 1.3

Обратимым называется равновесный процесс, который можно осуществить в прямом и обратном направлениях через одни и те же промежуточные состояния без дополнительной затраты энергии.

В процессах сжатия и расширения рабочего тела обязательным условием обратимости является отсутствие трения, а в процессах передачи тепла от одного тела к другому таким условием является равенство температур тел, обменивающихся теплом.

Реальные процессы необратимы.

При протекании любого процесса (рис. 1.3) происходит изменение параметров Δp , Δv , ΔT независимо от его характера (1-a-2, 1-d-2, 2-b-1).

Математически это означает, что dv , dp , dT являются полными дифференциалами функций $v = f_1(p, T)$, $p = f_2(v, T)$, $T = f_3(p, v)$. Для замкнутого процесса (цикла) 1-a-2-b-1 изменение любого параметра равно нулю:

$$\oint dv = 0, \oint dp = 0, \oint dT = 0.$$

2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1. Внутренняя энергия

Внутренняя энергия тела или системы (U , Дж) – это тепловая энергия всех микрочастиц. Она складывается из кинетической энергии микрочастиц (поступательное, вращательное, колебательное движение) и потенциальной энергии (межмолекулярное взаимодействие).

Удельная внутренняя энергия $u = U / M$, Дж/кг, является параметром состояния:

$$u = f_1(T, v), u = f_2(p, v), u = f_3(p, T).$$

Внутренняя энергия *идеального* газа определяется только кинетической энергией микрочастиц, поэтому зависит только от температуры $u = f(T)$.

2.2. Работа изменения объема

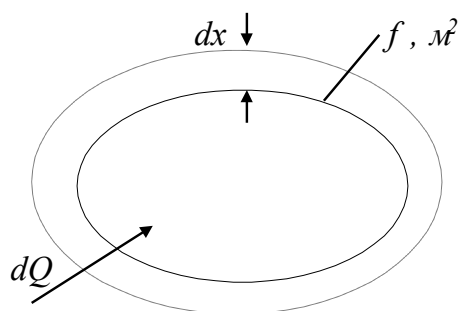


Рис.2.1

Для 1 кг газа

Известно, что при нагревании газы расширяются и совершают работу.

Пусть газ массой M , объемом V заключен (рис. 2.1) в эластичную оболочку с поверхностью f и находится под давлением p . При подводе к газу теплоты dQ он расширится (каждая точка оболочки переместится на расстояние dx) и совершит работу $dW = p f dx$, Дж. Поскольку $f \cdot dx = dV$, м^3 , то $dW = p dV$.

$$W / M = w, \text{ Дж/кг}, V / M = v, \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$dw = p dv, \tag{2.1}$$

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (2.2)$$

Работа изменения объема (w) произвольного процесса 1-2 в p - v -диаграмме характеризуется площадью v_1 -1-2- v_2 (рис. 2.2).

Работа зависит от характера процесса. Работа положительна ($dw > 0$), если объем рабочего тела увеличивается ($dv > 0$), и наоборот.

Работа изменения объема (w) является характеристикой закрытых систем. Для потока рабочего тела (открытая термодинамическая система) рассчитывают *внешнюю* работу.

2.3. Внешняя работа

Примером открытой термодинамической системы является компрессор, сжимающий воздух.

На рис. 2.3 в p - v -диаграмме показаны процессы, сопровождающие его работу. Воздух, забираемый из окружающей среды, заполняет цилиндр (a -1), сжимается (1-2) и выталкивается к потребителю (2- b).

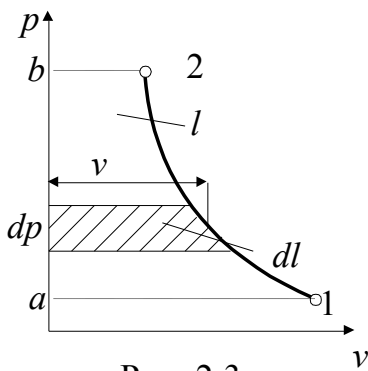


Рис. 2.3

Внешняя работа процесса сжатия 1-2 равна

$$l = w_{a-1} + w_{1-2} + w_{2-b}. \quad (2.3)$$

Вычисляя слагаемые в правой части (2.3), имеем

$$w_{a-1} = p_1 \int_0^{v_1} dv = p_1 v_1, \quad w_{2-b} = p_2 \int_{v_2}^0 dv = -p_2 v_2.$$

Подстановка их в (2.3) дает следующие выражения для расчета внешней работы:

$$l = p_1 v_1 + w - p_2 v_2, \quad (2.4)$$

$$l = w - (p_2 v_2 - p_1 v_1), \quad (2.5)$$

которые характеризуют связь между внешней работой l и работой изменения объема w в любом процессе.

Использование дифференциальной записи уравнения (2.5)

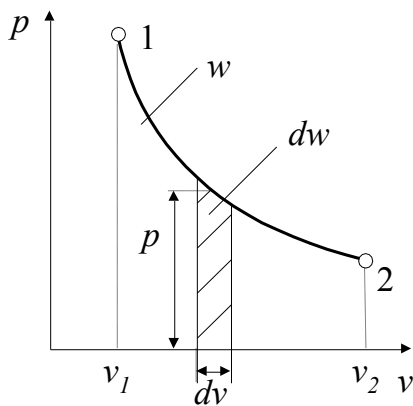


Рис. 2.2

$$dl = dw - d(pv) = dw - p dv - v dp = -v dp$$

позволяет получить важные формулы для внешней работы:

$$dl = -v dp, \quad (2.6)$$

$$l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (2.7)$$

В диаграмме $p-v$ внешняя работа любого процесса изображается (рис. 2.3) площадью $a-1-2-b$. Согласно (2.6) работа положительна ($dl > 0$), если давление уменьшается ($dp < 0$), и наоборот. Внешняя работа (l) так же, как и работа w , зависит от характера процесса, следовательно, является функцией процесса (в отличие от параметров, которые являются функцией состояния).

2.4. Математическое выражение первого закона термодинамики

Вся подводимая к рабочему телу теплота расходуется на изменение внутренней энергии и на совершение работы:

$$Q = U_2 - U_1 + W, \text{ Дж}, \quad (2.8)$$

$$q = u_2 - u_1 + w, \text{ Дж/кг}, \quad (2.9)$$

$$q = \Delta u + w, \quad (2.10)$$

$$dq = du + dw, \quad (2.11)$$

$$dq = du + p dv. \quad (2.12)$$

Формулы (2.8) – (2.12) математически выражают первый закон термодинамики через внутреннюю энергию.

Подстановка $w = l - p_1 v_1 + p_2 v_2$ в (2.9) дает

$$q = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + l,$$

где $u + pv = h$, Дж / кг – удельная энтальпия, является параметром состояния

$$h = f_1(p, T), h = f_2(p, v), h = f_3(v, T).$$

Энтальпия *идеального газа* зависит только от температуры

$$h = u + pv = u + RT = f(T).$$

При количественном анализе процессов часто используется математическая запись первого закона термодинамики через энтальпию:

$$Q = H_2 - H_1 + L, \text{ Дж}, \quad (2.13)$$

$$q = h_2 - h_1 + l, \text{ Дж / кг}, \quad (2.14)$$

$$q = \Delta h + l, \quad (2.15)$$

$$dq = dh + dl, \quad (2.16)$$

$$dq = dh - vdp. \quad (2.17)$$

2.5. Теплоемкость газов

Теплоемкость – это количество тепла, которое необходимо подвести к единице количества вещества, чтобы нагреть его на 1° .

Различают теплоемкости:

- массовую (c , Дж/кг·К), отнесенную к одному килограмму газа;
- объемную (c' , Дж/м³·К), отнесенную к одному м³ объема при нормальных физических условиях;
- мольную (μc , Дж/кмоль·К), отнесенную к 1 киломолю газа,

$$c = \mu c / \mu, \quad c' = \mu c / 22,4, \quad c' = c \cdot \rho_n,$$

где ρ_n – плотность газа при нормальных физических условиях ($p = 760$ мм рт. ст., $t = 0^\circ \text{C}$).

Согласно определению теплоемкости

$$c = dq / dt, \quad (2.18)$$

$$dq = c dt, \quad (2.19)$$

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (2.20)$$

Теплоемкость *реальных* газов зависит от давления и от температуры $c = f(p, T)$.

Теплоемкость *идеальных* газов (кроме одноатомного) зависит только от температуры $c = f(T)$.

Теплоемкость *одноатомного идеального* газа постоянна ($c = \text{const}$).

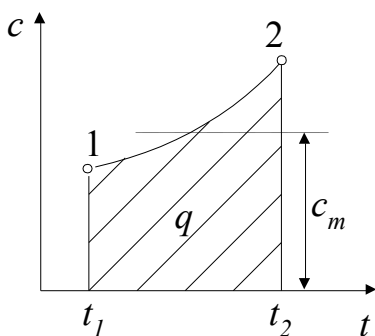


Рис. 2.4

Для газов, теплоемкость которых зависит от температуры, различают истинную и среднюю теплоемкость. Формула (2.18) определяет теплоемкость при данной температуре – *истинную* теплоемкость.

На рис. 2.4 показана зависимость теплоемкости газа от температуры (1-2).

Исходя из геометрического смысла интеграла, можно записать:

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt = c_m \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1),$$

где $c_m|_{t_1}^{t_2}$ – средняя теплоемкость газа для интервала температур $t_1 - t_2$, которая может быть вычислена по одной из формул:

$$c_m|_{t_1}^{t_2} = q / (t_2 - t_1), \quad (2.21)$$

$$c_m|_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (2.22)$$

Среднюю теплоемкость $c_m|_{t_1}^{t_2}$ можно рассчитать:

- по результатам эксперимента, используя формулу (2.21);
- по формуле (2.22), используя зависимость теплоемкости от температуры, например,

$$c = a + bt \text{ или } c = a + bt + dt^2,$$

где a, b, d – постоянные величины;

- через средние теплоемкости $c_m|_o^t$:

$$c_m|_{t_1}^{t_2} = (c_m|_o^{t_2} t_2 - c_m|_o^{t_1} t_1) / (t_2 - t_1). \quad (2.23)$$

Для воздуха таблица средних теплоемкостей $c_m|_o^{100}$, $c_m|_o^{200}$ и т. д. дана в Приложении.

Изменение температуры газа при одном и том же количестве сообщаемой теплоты зависит от характера процесса подвода теплоты, поэтому теплоемкость является функцией процесса:

- в изобарных процессах – изобарная теплоемкость $c_p = dq_p / dt$;
- в изохорных – изохорная $c_v = dq_v / dt$;
- в изотермических – $c = dq / 0 = \infty$;
- в адиабатных – $c = 0 / dt = 0$;
- в политропных – $c_n = dq_n / dt$.

Связь изохорной и изобарной теплоемкостей для идеального газа описывает уравнение Майера

$$c_p - c_v = R, \text{ Дж/(кг·К)}, \quad (2.24)$$

$$\mu c_p - \mu c_v = R_\mu, \text{ Дж/(кмоль·К)}. \quad (2.25)$$

Отношение теплоемкостей $c_p/c_v = k$ называется *показателем адиабаты* или *коэффициентом Пуассона*.

Для идеального газа

$$k = c_p / c_v = (c_v + R) / c_v = 1 + R / c_v.$$

Отсюда

$$c_v = R/(k-1), \quad (2.26)$$

$$c_p = kR/(k-1). \quad (2.27)$$

Молекулярно-кинетическая теория теплоемкости, основанная на допущении о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул и не учитывающая энергию внутримолекулярных колебаний, дает следующие значения мольных теплоемкостей:

- для одноатомных газов $\mu c_v = 12,48 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$;
- для двухатомных газов $\mu c_v = 20,8 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$;
- для трех- и многоатомных газов $\mu c_v = 29,1 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$.

В одноатомных газах отсутствуют внутримолекулярные колебания и постоянное значение теплоемкости, не зависящее от температуры ($\mu c_v = 12,48 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$), подтверждается экспериментальными данными. Теплоемкости остальных газов зависят от температуры, и указанные значения теплоемкости подтверждаются экспериментальными данными только в области комнатных температур.

Энергию колебательного движения атомов в молекуле учитывает квантовая теория теплоемкости. Значения теплоемкостей для двух-, трех- и многоатомных газов, рассчитанные по формуле Эйнштейна, подтверждаются экспериментом и приводятся в справочниках.

Теплоемкость газовой смеси рассчитывается по формулам:

$$c = \sum_{i=1}^n g_i c_i, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad (2.28)$$

$$c' = \sum_{i=1}^n r_i c'_i, \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}), \quad (2.29)$$

$$\mu c = \sum_{i=1}^n r_i \mu c_i, \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (2.30)$$

3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

3.1. Формулировки и математическое выражение второго закона термодинамики

Формулировка Клаузиуса. Теплота не может сама собой переходить от холодного тела к горячему.

Формулировка Больцмана. Все естественные процессы являются переходом от менее вероятного состояния к более вероятному.

Формулировка Карно. Для превращения теплоты в работу необходимо иметь два источника теплоты разной температуры (рис. 3.1).

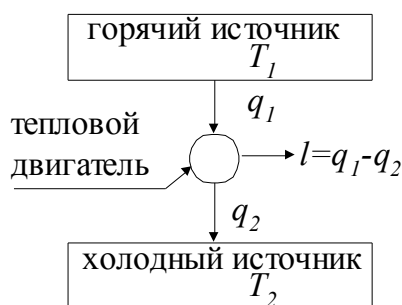


Рис. 3.1

Горячим источником в тепловых двигателях является топливо (органическое или ядерное), солнечная энергия, геотермальная энергия и т. д., холодным источником – окружающая среда.

Здесь q_1 – теплота, подводимая от горячего источника к рабочему телу в тепловом двигателе; q_2 – отводимая теплота от рабочего тела; l – работа, полученная в тепловом двигателе.

Одна из формулировок второго закона термодинамики гласит: вечный двигатель второго рода невозможен. Это двигатель, который бы работал без холодного источника и всю подводимую теплоту (q_1) преобразовывал в работу.

Таким образом, работа полностью превращается в теплоту, в то время как теплота превращается в работу только частично.

Математическое выражение второго закона термодинамики для обратимых процессов имеет вид

$$dq = Tds, \quad (3.1)$$

$$q = \int_{s_1}^{s_2} Tds, \quad (3.2)$$

где q – подводимая (извне) или отводимая от рабочего тела теплота;
 s , Дж/(кг·К) – удельная энтропия, являющаяся параметром состояния

$$s = f_1(p, T), s = f_2(v, T), s = f_3(p, v).$$

На основании (3.1) можно сделать следующие выводы:

1. При подводе тепла к рабочему телу ($dq > 0$) энтропия возрастает ($ds > 0$).

2. При отводе тепла от рабочего тела ($dq < 0$) энтропия убывает ($ds < 0$).

3. В адиабатных процессах и системах ($dq = 0$) энтропия не изменяется ($ds = 0, s = \text{const}$).

4. В изотермических процессах выполняется равенство

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

Математическое выражение второго закона термодинамики для необратимых процессов:

$$dq < Tds, \quad (3.3)$$

$$q < \int_{s_1}^{s_2} T ds. \quad (3.4)$$

Трение и неравновесность реальных процессов сжатия и расширения относят к *внутренней* необратимости. Необратимый теплообмен между телами при конечной разности температур называется *внешней* необратимостью.

Как внутренняя, так и внешняя необратимости сопровождаются увеличением энтропии (ΔS_H), что и учитывается уравнениями (3.3) и (3.4).

3.2. T-s-диаграмма

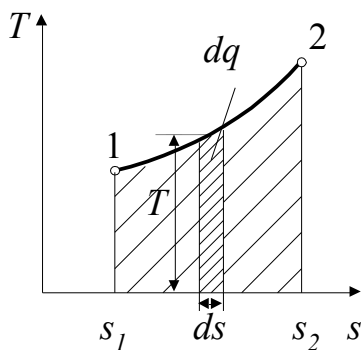


Рис. 3.2

На рис. 3.2 в T-s-диаграмме показан произвольный процесс 1-2.

Согласно уравнениям (3.1) и (3.2) площадь под кривой (s_1 -1-2- s_2) характеризует теплоту этого процесса.

Теплота подводится ($dq > 0$), если энтропия увеличивается ($ds > 0$, $s_2 > s_1$). Теплота отводится ($dq < 0$), если энтропия уменьшается ($ds < 0$, $s_2 < s_1$). Теплота (q), как и работа (w , l), является функцией процесса, зависит от его характера.

3.3. Круговые процессы (циклы)

В тепловом двигателе рабочее тело совершает замкнутый процесс (цикл) в направлении движения часовой стрелки (рис. 3.3 и 3.4).

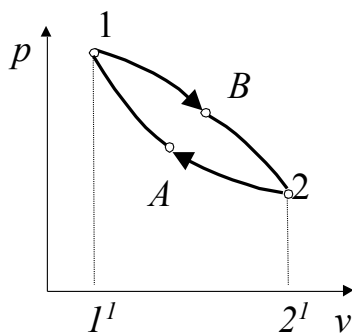


Рис. 3.3

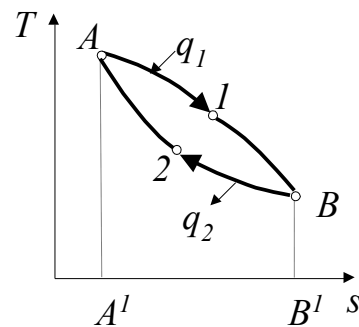


Рис. 3.4

На участке 1-B-2 (см. рис. 3.3) происходит расширение рабочего тела, на участке 2-A-1 – его сжатие.

Работа процесса расширения (полученная работа) равна

$$w_{1-B-2} = \int_{1-B-2} p dv = \text{Площ. } 1-B-2-2^1-1^1,$$

работа процесса сжатия (затраченная работа) равна

$$w_{2-A-1} = \int_{2-A-1} p dv = \text{Площ. } 2-A-1-1^1-2^1,$$

результатирующая (полезная) работа равна

$$l = w_{1-B-2} - w_{2-A-1} = \oint p dv = \text{Площ. } 1-B-2-A.$$

На участке $A-1-B$ (см. рис. 3.4) осуществляется процесс подвода теплоты к рабочему телу, а на участке $B-2-A$ – ее отвод.

Подведенная теплота в цикле равна

$$q_1 = \int_{A-1-B} T dS = \text{Площ. } A-1-B-B^1-A^1,$$

отведенная теплота равна

$$q_2 = \int_{B-2-A} T dS = \text{Площ. } B-2-A-A^1-B^1.$$

Разность подведенной и отведенной теплот превращается в работу

$$l = q_1 - q_2 = \oint T ds = \text{Площ. } A-1-B-2,$$

и она характеризуется площадью цикла в T - s -диаграмме.

Таким образом, в p - v - и T - s -диаграммах площадь цикла является работой теплового двигателя.

Такой же результат получается с использованием математического выражения первого закона термодинамики для замкнутого процесса (цикла). Выполняя интегрирование по замкнутому контуру, имеем

$$\oint T ds = \oint du + \oint p dv.$$

Поскольку $\oint du = 0$, следовательно,

$$\oint T ds = \oint p dv = l.$$