

Лекция №1

Введение

Теоретические основы теплотехники представляют собой дисциплину, состоящую из нескольких разделов:

- техническая термодинамика;
- теплоиспользующие установки;
- теория тепломасообмена.

В настоящее время различают: общую, или физическую термодинамику, химическую термодинамику, релятивистскую* термодинамику, техническую термодинамику. В теплотехнике рассматриваются основы технической термодинамики.

Техническая термодинамика - отрасль науки, изучающая закономерности взаимного превращения теплоты и работы, а также свойства тел (веществ), участвующих в этих превращениях.

Термодинамической системой называется совокупность материальных объектов (тел), находящихся в энергетическом взаимодействии.

Термодинамическая система характеризуется определенными физическими свойствами, совокупность которых называют термодинамическим состоянием системы. Величины, отражающие состояние этой системы, называют **термодинамическими параметрами состояния**.

Различают **термические и калорические параметры** состояния. К первым относятся – абсолютное давление, удельный объём, температура по абсолютной термодинамической шкале. Ко второй – внутренняя энергия, энтальпия, энтропия.

*-----Релятивистская термодинамика, основанная на принципах специальной *относительности* теории. Изучает движение частиц*----(тел) при скоростях v , соизмеримых со скоростью света в вакууме c .

Раздел 1

1. ТЕРМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ

1.1 Давление

Давление – величина, характеризующая интенсивность сил, действующих на какую-либо площадь. В термодинамических расчетах используется абсолютное давление, так как только оно является параметром, характеризующим состояние

тела.

Абсолютное давление P_a – это полное давление, производимое газом или паром. Барометрическое давление P_0 – это давление воздушной среды. Избыточное давление $P_{из}$ или манометрическое $P_{ман}$ (измеряемое специальным прибором – манометром) – это разность между абсолютным давлением и барометрическим при $P_a > P_0$. Вакуумом называют величину, которая показывает, насколько абсолютное давление меньше барометрического.

Единицей измерения давления является Паскаль. Один Паскаль – это давление, создаваемое силой в 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м^2 .

Кроме Па используют: 1 техническая атмосфера = $1\text{ кг/см}^2 = 735,6\text{ мм рт. ст.}$;
1 физическая атм. = 760 мм рт. ст. ; 1 бар = $750\text{ мм рт. ст.} = 10^5\text{ Па}$.

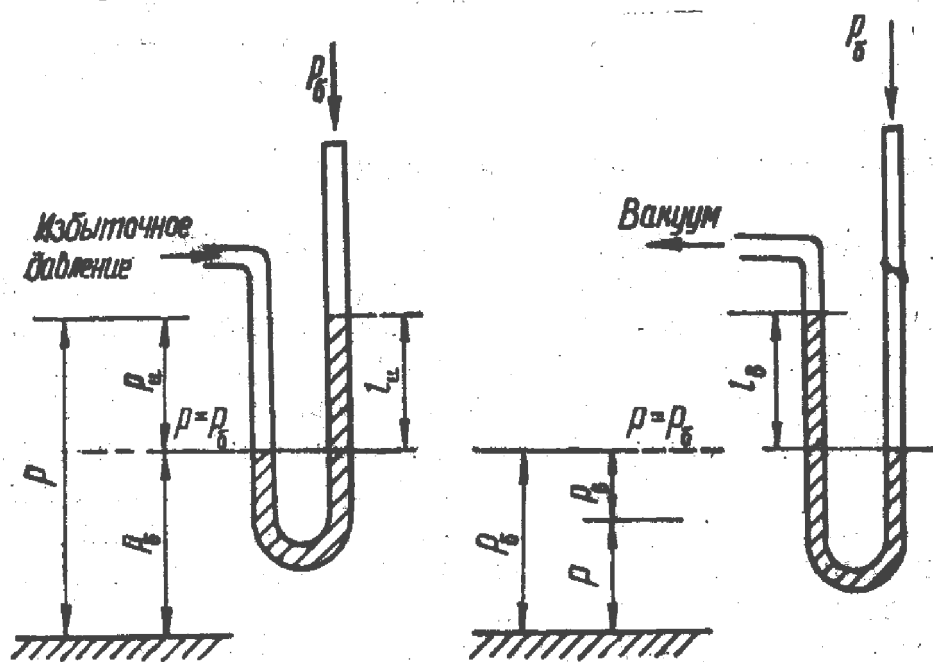


Рисунок 1.1 Схема измерения давления.

Таким образом, получим $P_{ман} = P_{абс} - P_0$; $P_{вак} = P_0 - P_{абс}$; $P_{абс} = P_0 - P_{вак}$.

Удельный объем – это объём, занимаемый 1 кг вещества ($\text{м}^3/\text{кг}$), т.е. $v = V/m$.

Величина, обратная удельному объёму, называется **плотностью** ($\rho = 1/v = m/v$). Значение удельного объёма и плотности определяются термодинамическим состоянием вещества и зависят от давления и температуры. Параметром состояния считают удельный объём.

1.2 Температура

Температура характеризует тепловое состояние системы присущее каждому состоянию равновесия тела (системы), и является мерой интенсивности теплового движения атомов и молекул. Температура определяет направление перехода теплоты, т.е. является мерой нагретости тела.

Международный комитет мер и весов принял две шкалы: термодинамическая температурная шкала, которая считается основной, и Международная практическая температурная шкала 1968 г. (МПТШ-68). Для каждой шкалы приняты единицы температуры: Кельвин (К) и градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$). По величине градус Цельсия равен Кельвину. Температурные шкалы отличаются точкой начала отсчета. Температуру в Кельвинах (обозначается T) измеряют от точки абсолютного нуля, температуру в градусах Цельсия (обозначается t) – от точки, смещенной на 273,15 К. Следовательно, $T = t + 273,15$. Для измерения температуры используют зависимость от неё какого-либо физического свойства вещества (например, теплового расширения, термо-ЭДС между двумя контактирующими металлами, электрического сопротивления).

Термодинамическим параметром состояния является термодинамическая температура, не зависящая от свойств вещества.

1.3 Связь между параметрами состояния

Состояние термодинамической системы может быть описана любыми двумя термическими параметрами состояния. Третий параметр можно определить из уравнения состояния, например, по формуле Менделеева-Клайперона для идеального газа.

$$PV_{\mu} = \mu RT$$

Для 1 кг газа $PV = RT$,

где R_{μ} – универсальная газовая постоянная для всех газов, находящихся в состоянии, близком к идеальному газу одинакова и равная $R_{\mu} = 8314 \text{ Дж/кМоль}\cdot\text{К}$.

R численно равна работе 1 кг газа в процессе, при постоянном давлении и изменении температуры газа на 1 К.

μ – масса 1 кмоль газа (молекулярная масса газа, выраженная в кг, например, $\mu_{O_2} = 32$ кг/Кмоль).

Идеальным считается газ, для которого справедливы условия: молекулы газа являются материальными точками и взаимодействие между ними ограничено упругими соударениями; газ строго подчиняется уравнению состояния идеального газа; газ представляет собой предельное состояние реального газа при $p \rightarrow 0$.

1.4 Калорические параметры состояния. Внутренняя энергия

Каждое материальное тело в любом состоянии обладает некоторым запасом энергии. Полная энергия тела E складывается из внешней и внутренней энергий.

Внутренняя энергия. Она представляет собой сумму кинетической энергии теплового движения атомов и молекул; потенциальной энергии их взаимодействий, энергии химических связей, внутри-ядерной энергии и т.д.

$$U = U_{\text{ПОТ}} + U_{\text{КИН}} + U_{\text{ХИМ}} + U_{\text{ЯДЕР}} + \dots$$

В термодинамических процессах изменяется только $U_{\text{ПОТ}}$ и $U_{\text{КИН}}$ и так как в расчетах определяется только изменение внутренней энергии, то в термодинамике принято условно, что $U = U_{\text{ПОТ}} + U_{\text{КИН}}$. Для большинства технических приложений термодинамики абсолютное значение внутренней энергии U не существенно, а важно лишь изменение этой величины. Поэтому произвольно можно записать

$$\Delta U = \Delta U_2 + \Delta U_1$$

Удельная внутренняя энергия – это энергия 1 кг вещества

$$u = \frac{U}{m}, \text{ [Дж/кг]}, \quad U_{\text{КИН}} = f(T), \quad U_{\text{ПОТ}} = f(p, v)$$

Внутренняя энергия идеального газа равна

$$U_{\text{ИД.Г.}} = U_{\text{КИН}} = f(T), \quad \text{так как } U_{\text{ПОТ}} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial p} \right)_T = 0, \quad \left(\frac{\partial U}{\partial v} \right)_T = 0 \text{ уравнения Джоуля были получены экспериментально.}$$

Рассмотрим изменение внутренней энергии рабочего тела, совершающего круговой процесс или цикл.

$$\Delta U = \Delta U_{1m2} + \Delta U_{2n1}, \quad \Delta U_{1m2} = U_2 - U_1$$

$$\Delta U_{2n1} = U_1 - U_2, \quad \Delta U=0, \quad \oint du = 0$$

полный дифференциал функции внутренней энергии, которая зависит $u = f(v,t)$

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial V}\right)_T dV, \quad \text{где } \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_V - \text{теплоёмкость в процессе при } V = \text{const.}$$

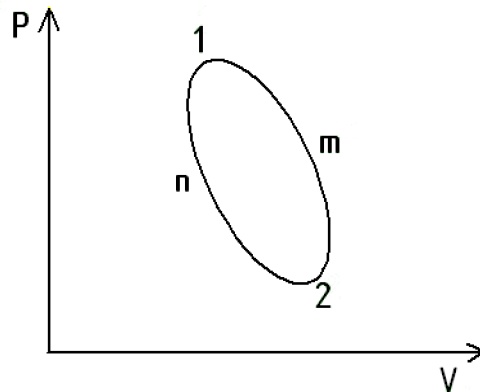


Рисунок 1.2 Диаграмма P-V кругового процесса.

Энтальпия - физическая величина, представляющая собой сумму внутренней энергии газа и потенциальной энергии давления, т.е. $H = U + pV$. Например, полный запас энергии газа в цилиндре с поршнем (рис.1.3)

$$F = pf, \quad H = U + MgZ = U + PfZ = U + PV$$

Удельная энтальпия, т.е отношение энтальпии к массе тела $h = H/m = u + PV$.

Величина PV носит название потенциальной энергии давления и представляет собой работу, которую необходимо затратить на то, чтобы ввести тело объемом V в среду с давлением P . Будучи функцией параметров состояния u , p и v , удельная энтальпия также является параметром.

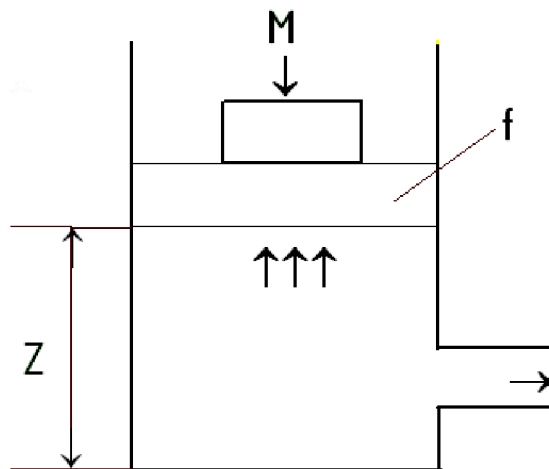


Рисунок 1.3 Схема работы поршня в цилиндре.

Подобно внутренней энергии энтальпия также является экстенсивным параметром (лат. Extensivus - расширяющий, удлиняющий - в противоположно. *интенсивному* означает не качественное, а лишь количественное увеличение, расширение).

$$h = u(t) + RT = h(t)$$

Полный дифференциал функции энтальпии определяется

$$h = h = f(p, T)$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp, \quad \text{где } C_p = \frac{\partial h}{\partial T} \text{ - теплоемкость в процессе при } p = \text{const.}$$

Энтропия – калорический параметр состояния, дифференциал которого равен отношению бесконечно малого количества теплоты к абсолютной температуре:

$$dS = \partial q / T.$$

Если количество теплоты отнести к 1 кг вещества (∂q), то получим выражение для удельной энтропии

$$ds = j q / T, \quad [\text{Дж/кг К}] \quad q = Q/m,$$

где $j q$ – элементарное (бесконечно малое) количество теплоты.

Энтропия – это величина, изменение которой является признаком обмена энергией в форме теплоты. Полная энтропия системы ($S = sm$) обладает свойством аддитивности (свойства вещества, например, масса и т.п., которые арифметически складываются при образовании смеси веществ или химических соединений).

1.4 Параметры процесса

Работа и теплота

Понятия работы и теплоты неразрывно связаны с термодинамическими процессами. По своей физической природе теплота и работа представляют собой формы передачи энергии, каждая из которых имеет свои особенности.

Работа. Передача энергии в форме механической работы связана с направленным упорядоченным движением тел и их частей.

В технической термодинамике обычно рассматривается работа изменения объёма, совершаемая газом или паром при изменении объёма. Пусть совершается работа при увеличении объёма V тела произвольной формы в окружающей среде с давлением p . Суммарная работа изменения объёма для 1 кг газа:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad l - \text{ работа} = F \Delta x = pf\Delta x = p\Delta V$$

Удельная работа $d\ell = p dv$, где $\ell = L/m$ – работа 1 кг газа. Значение интеграла зависит от вида подинтегральной функции, т.е. типа термодинамического процесса. Величина работы определяется площадью, ограниченной кривой процесса, двумя ординатами и осью абсцисс на диаграмме P-V (рис.1.4)

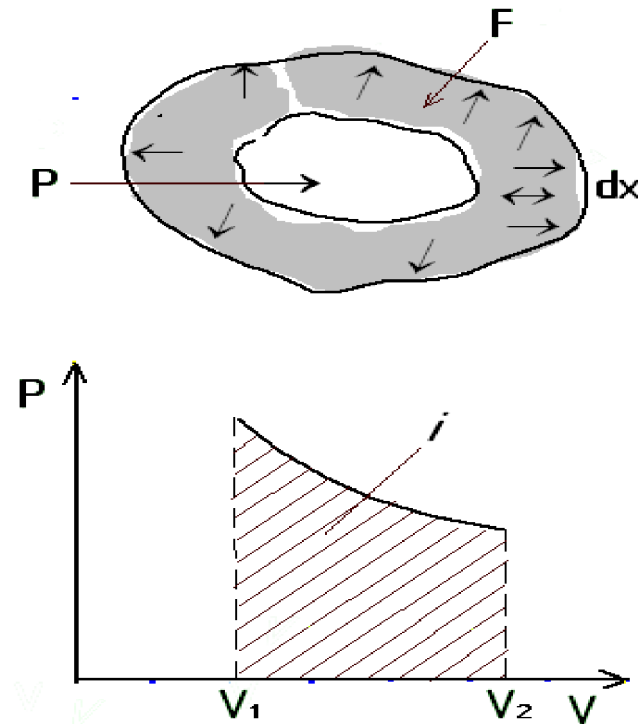


Рисунок 1.4. Схема термодинамической работы.

В отличие от физики термодинамическая работа имеет не только абсолютное значение, но и знак.

Если $dv > 0$, то $l > 0$, т.е. газ расширяясь совершает работу; если $dv < 0$, и $l < 0$, то над газом совершается работа за счет внешних сил.

Теплота. Передача энергии в форме теплоты связана с наличием разности температур. В этом случае передача энергии осуществляется при непосредственном контакте двух тел или излучением между ними. Количество переданной энергии при этом называется **количеством теплоты Q**.

Количеством теплоты может быть определено двумя способами с использованием энтропии в элементарном процессе – $\delta Q = T ds$, или с использованием такой характеристики, как **теплоёмкость**.

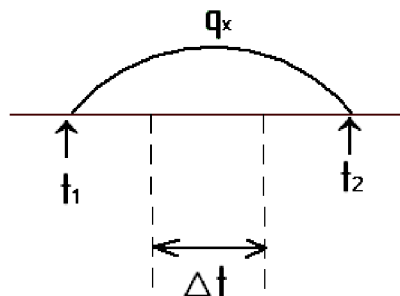
Теплоемкость тела (системы) – это отношение количества теплоты δQ к соответствующему изменению температуры. Удельная теплоемкость – это количество теплоты, которое необходимо подвести или отвести от единицы вещества (1 кг, 1 м³) при изменении температуры на 1 градус.

Определяемая таким методом теплоёмкость называется средней теплоёмкостью в интервале температур t_1 и t_2 .

$$C_{xm} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q_x}{t_2 - t_1},$$

где m – средняя теплоемкость;

x - параметр, указывающий на тип термодинамического процесса.



Истинная теплоемкость вещества определяется следующим образом

$$C_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{q_x}{\Delta t} = \frac{dq_x}{dt}$$

Различают такие виды теплоёмкости: объёмную C_v , отнесенную к 1 м³ при нормальных условиях, (Дж/м³ К); молярную μC , отнесенную к 1 Кмолю вещества, (Дж/моль*К). Пусть $\mu \cdot C$ известно, тогда $C = \mu \cdot C / \mu = \dot{C} = \mu \cdot C / 22,4$. (1 кмоль μ , кг, равен 22,4 м³).

В зависимости от вида термодинамического процесса различают теплоёмкости: при постоянном объёме – удельную изохорную теплоемкость C_v ; - при постоянном давлении – удельную изобарную C_p .

Для идеального газа связь между ними устанавливается уравнением Майера.

$$C_p - C_v = R, \text{ или } \mu \cdot C_p - \mu \cdot C_v = R_\mu, \quad (1.1)$$

где R – универсальная газовая постоянная.

В термодинамических расчетах используют отношение теплоемкостей C_p и C_v

$$K = C_p/C_v, \quad (1.2)$$

где K – коэффициент Пуассона или показатель адиабаты.

Для идеального газа K не зависит от параметров состояния и химической природы вещества, а определяется его атомностью, т.е. количеством атомов в молекуле.

$K = 1,67$ – для одноатомных газов (инертных);

$K = 1,4$ – для двухатомных газов;

$K = 1,3$ – для многоатомных газов.

Рассматривая уравнения (1) и (2), получим

$$C_v = \frac{1}{K-1} \cdot R; \quad C_p = \frac{K}{K-1} \cdot R$$

Теплоёмкость реальных газов зависит от параметров состояния $C_X = C_{X0} + \Delta C_X$,
где C_{X0} – теплоёмкость газа в идеальном состоянии;

ΔC_X – поправка, учитывающая влияние параметров состояния на теплоёмкость.

В связи с большим количеством возможных сочетаний температур t_1 и t_2 количество тепла определяется

$$q_X = C_{X_m} \cdot \int_0^{t_2} dt - C_{X_m} \cdot \int_0^{t_1} dt$$

Значения средних теплоемкостей для различных газообразных жидких и твердых веществ в интервалах температур (0- $t^\circ\text{C}$) приводятся в различных справочных источниках.

Контрольные вопросы

1. От каких параметров зависит значение теплоемкости паров и идеальных газов ?
2. Как определить молярную теплоемкость газа по удельной теплоемкости ?
3. По какой формуле можно найти связь между удельной и объемной теплоемкостями ?
4. Как можно определить значение объемной теплоемкости по молярной теплоемкости ?

Лекция № 2.

ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1 Общие сведения

Термодинамика базируется на огромном числе опытных положений, определяющих область её применения, и основных законах, являющихся основой тепловых процессов. Главнейшую роль в термодинамике играют первый и второй законы. Однако они не единственные фундаментальные положения, на которых базируется термодинамика.

Существуют исходные положения, или постулаты, являющиеся обобщением опыта познания мира и характеризующие определенные свойства систем, обменивающихся энергией в форме теплоты.

Первым исходным положением является утверждение о том, что *изолированная система с течением времени всегда приходит в состояние термодинамического равновесия и самопроизвольно никогда выйти из него не может*. Этим исключаются из рассмотрения системы, для которых наступление равновесия невозможно, а также все явления, при которых возможно самопроизвольное отклонение от равновесного состояния. Опыт и теория показывают, что для макроскопической системы спонтанные отклонения от равновесия тем меньше, чем больше частиц в системе.

Для систем с малым числом частиц термодинамика неприемлема.

Положение о существовании температуры как функции состояния равновесия – это второе исходное положение термодинамики: *все равновесные внутренние параметры системы являются функциями внешних параметров и температуры*. Иногда это положение называют нулевым, так как оно устанавливает существование у равновесной системы температуры, подобно тому как первое начало определяет существование внутренней энергии, а второе - устанавливает существование энтропии.

Например, имеются три системы А, И, С. Если система А и В каждая в отдельности находится в равновесии с системой С, они (т.е. А и В) находятся в термодинамическом равновесии между собою. Это равновесие достигается при соприкосновении отдельных её частей, за счет параметра выравнивания, который определяется внеш-

ними параметрами и энергией тела или системы. Этот параметр и называется **температурой**.

2.2 Первый закон термодинамики для закрытой системы

Первый закон термодинамики – это частный случай закона сохранения и превращения энергии применительно к термодинамическим процессам, являющимся фундаментальным законом природы. Он гласит: **энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в результате химических и физических процессов в эквивалентных количествах.**

Для произвольной термодинамической системы запас энергии определяется

$$E = U + E_{\text{пот}} + E_{\text{кин}},$$

где $E_{\text{пот}} + E_{\text{кин}}$ - энергия системы, как целого.

Если система неподвижна, тогда $E_{\text{кин}} = 0$, а $E_{\text{пот}}$ можно пренебречь, т.е. $E_{\text{пот}} \approx 0$.

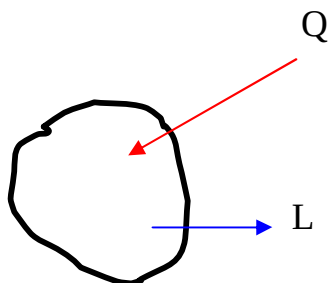
Получаем: $E = U$

Рассмотрим термодинамическую систему, не взаимодействующую с окружающей средой. Для этой системы

$$E = \text{const}, \quad \Delta E = 0, \quad \Delta U = 0, \text{ т.е. } U_2 = U_1$$

Для открытой термодинамической системы, обменивающейся с окружающей средой теплотой и работой закон сохранения энергии

$E_2 = E_1 + \sum_{i=1}^n \Delta E_i$, где $\sum_{i=1}^n \Delta E_i$ - сумма всех энергетических взаимодействий системы с окружающей средой.



$$\begin{aligned} \Delta E &= Q - L \\ E_2 &= E_1 + Q - L \end{aligned} \quad (2.1).$$

$U_2 = U_1 + Q - L$

$Q = U_2 - U_1 + L \quad (2.2).$

$$\begin{aligned} dQ &= dU + dL = dU + p dV \\ dq &= du + dl = du + p dv \end{aligned} \quad (2.3).$$

Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики для кругового процесса или цикла.

$$\oint dq = \oint du + \oint dl$$

$$\oint dl = \oint dq$$

Для кругового цикла $q = l$; в действительности $q \leq l$.

В соответствии с полученным выражением можно сделать вывод, что невозможно создать вечный двигатель первого рода, т.е. тепловую машину с $\eta > 1$.

Для вывода второй математической записи уравнения 1-го закона термодинамики воспользуемся определением энтальпии.

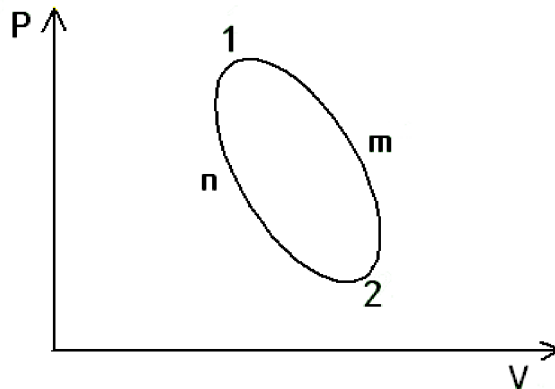


Рисунок 2.1. Схема кругового процесса в P-V диаграмме.

$$h = u + pv \quad (2.4).$$

$$dh = du + d(pv) = du + pdv + vdp = dq + vdp$$

$$dq = dh - vdp$$

Воспользуемся уравнением 1-го закона термодинамики для вывода двух соотношений для идеального газа при $p = \text{const}$: $dq_p = dh = C_p dT$;

$$\Delta h = h_2 - h_1 = C_p (T_2 - T_1) \quad (2.5).$$

при $v = \text{const}$: $dq_v = du = C_v (T_2 - T_1)$

$$\Delta U = U_2 - U_1 = C_v (T_2 - T_1) \quad (2.6).$$

Лекция № 3

3. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

При анализе любого термодинамического процесса стремятся установить характер зависимости между параметрами в ходе процесса, способы его графического отображения, а также определить характер энергетических преобразований, количество теплоты и работы, и получить соотношение для вычисления изменения внутренней энергии, энтальпии и энтропии.

Таким образом, анализируя термодинамические процессы, рассматривают изменение трех функций состояния (u , h , s) и двух функций процесса (удельной теплоты q и работы ℓ), значения которых зависят от вида процесса.

Основными, или частными, термодинамическими процессами называют процессы, совершающиеся при постоянном значении одного из термических параметров или при условии равенства нулю одного из составляющих первого закона термодинамики.

Различают следующие термодинамические процессы: **изохорный** ($V = \text{const}$); **изобарный** ($P = \text{const}$); **изотермический** ($T = \text{const}$); процесс, протекающий без обмена теплотой между рабочим телом и окружающей средой ($dq = \text{const}$; $S = \text{const}$), так называемый **изоэнтропный, или адиабатный**.

Общий случай представляют политропные процессы, характеризующиеся постоянством теплоёмкости.

3. 1 Законы идеального газа

Законы идеального газа были установлены эмпирическим путем.

Закон Бойля- Мариотта: при постоянной температуре произведение давления газа на его объём есть величина постоянная, т.е. при $T = \text{const}$ $PV = \text{const}$.

Закон Гей-Люсака: при постоянном давлении удельный объём газа изменяется прямо пропорционально его термодинамической температуре, т.е. при $p = \text{const}$,

$$V_1/V_2 = T_1/T_2.$$

Если применить оба выше рассмотренных закона к любому процессу, то получим соотношение

$$P_1 V_1 / T_1 = P_2 V_2 / T_2, \text{ или } PV / T = \text{const}. \quad (3.1).$$

Постоянная величина в правой части выражения (3.1)

Зависит от свойств газа и для каждого газа имеет своё значение. Её называют **газовой постоянной R** :

$$PV = RT \quad (3.2).$$

Это уравнение однозначно связывает термические параметры P, V, T (рис. 3.1) и является уравнением состояния идеального газа (уравнение Клапейрона).

Закон Авагадро: в равных объёмах газов, по свойствам близким к идеальному газу, при одинаковых давлении и температуре содержится равное число молекул.

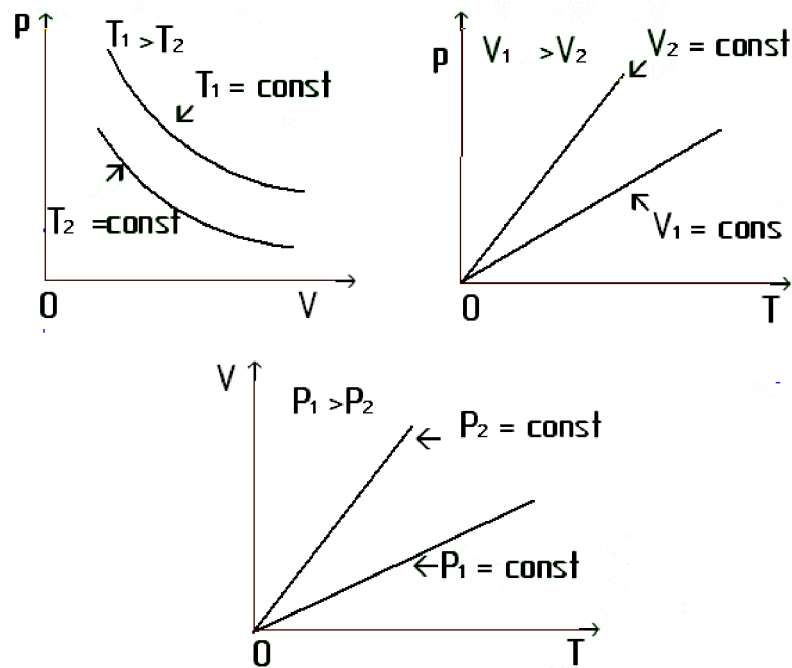


Рисунок 3.1. Зависимости между параметрами состояния идеального газа.

Согласно закону Авагадро 1 Кмоль любого идеального газа при нормальных условиях содержит одинаковое число молекул и называется числом Авагадро $N_A = 6,022169 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}$. Молярный объём 1 кМоля равен $22,42 \text{ м}^3$.

Если обе части уравнения (3.2) умножим на молярную массу M , то получим **уравнение Клапейрона – Менделеева**.

$$P \cdot V \cdot M = MRT, \text{ или } PV_\mu = R_\mu T \quad PV_m = RT_m, \quad (3.3).$$

где — R - универсальная газовая постоянная $R_\mu = PV_\mu / T$ для всех газов, находящихся в состоянии, близком к идеальному, и равна $R_\mu = 8314,3 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$; где- M – молярная масса газа.

3.2 Изохорный процесс

В общем виде основное уравнение изохорного процесса

$P = f_1(V=\text{const}; T)$. Рассматривая уравнение Клапейрона (3.2) для идеального газа в состоянии 1 и 2, и учитывая уравнение изохоры $v_1=v_2=\text{const}$, получим соотношение параметров для изохорного процесса:

1. $P_2/P_1 = T_2/T_1$. (3.4).
2. Поскольку объём постоянен, т.е. $dV=0$, то работа изменения объёма равна нулю

$$(l_{1-2} = \int_1^2 p dv = 0).$$

Удельная техническая работа изменения давления $l_{\text{TEX}} = V(P_1 - P_2)$ (пл.1-2, P_1/P_2 рис3.2). Из общего уравнения первого закона термодинамики (разд. 2) количество теплоты, подведенное в изохорный процесс, полностью затрачивается на изменение внутренней энергии, т.е. при $dv = 0$ $\delta q = du$ $q_{v1-2} = u_2(v_2 T_2) - u_1(v_1 T_1)$ отсюда

$$U_2(V_2 T_2) - U_1(V_1 T_1) = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT \quad (3.5).$$

поэтому $dq = C_V dT$, $q_{v1-2} = C_V (T_2 - T_1)$.

3. Изменение энтропии в процессе определим из соотношения $dS = dq/T = C_V dT$; интегрируя его, получим

$$S_2 - S_1 = C_V \ln (T_2/T_1) \quad (3.6).$$

На T-S диаграмме линия $V = \text{const}$ изображается логарифмической кривой (рис. 3.2).

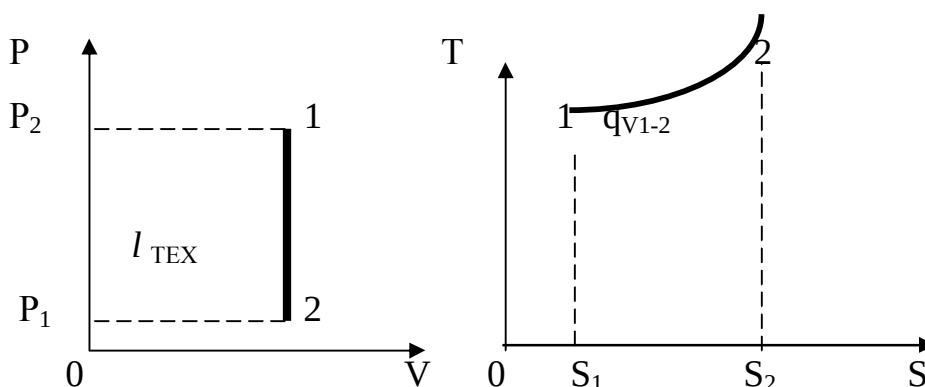


Рисунок 3.2. График изохорного процесса

Пример 3.1. В баллоне емкостью 15 л содержится воздух при давлении 0,4 МПа и температуре 30° С. Какова будет температура воздуха в результате подвода к нему 16 кДж теплоты ? Удельная изохорная теплоемкость $C_{vm} = 717$ Дж/(кг·К); газовая постоянная $R = 287,1$ Дж/(кг·К).

Решение. 1. Предварительно вычислим массу воздуха m по формуле (3.3)

$$m = P_1 V / (RT_1) = 0,4 \cdot 10^6 \cdot 0,015 / (287,1 \cdot 303) = 0,069 \text{ кг.}$$

2. Найдем конечную температуру t_2 из уравнения (3.5)

$$Q_{1,2} = mC_{vm} (t_2 - t_1) \text{ откуда}$$

$$t_2 = t_1 + \frac{Q_{1,2}}{mC_{vm}} = 30 + \frac{16 \cdot 10^3}{0,069 \cdot 717} = 354^\circ \text{C}$$

3.4 Изобарный процесс

Общее уравнение изобарного процесса $v = f(T, p = \text{const})$.

1. Из равенства $P_1 \cdot V_1 = RT_1$ и $P_2 \cdot V_2 = RT_2$ получим

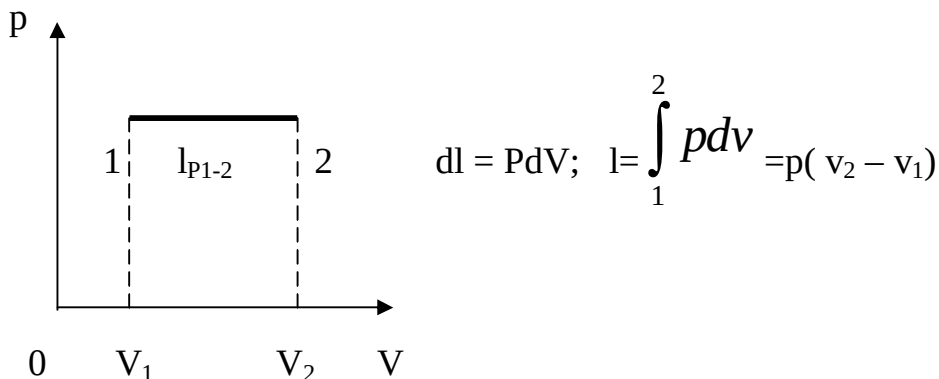
$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}, \text{ удельный объем } v \text{ возрастает при подведении теплоты и уменьшается}$$

при охлаждении рабочего тела.

2. Удельная работа в процессе (на $P - V$ диаграмме пл. 1,2 $V_2 - V_1$)

$$l_{1-2} = P(V_2 - V_1) = R(T_2 - T_1), \quad (3.9).$$

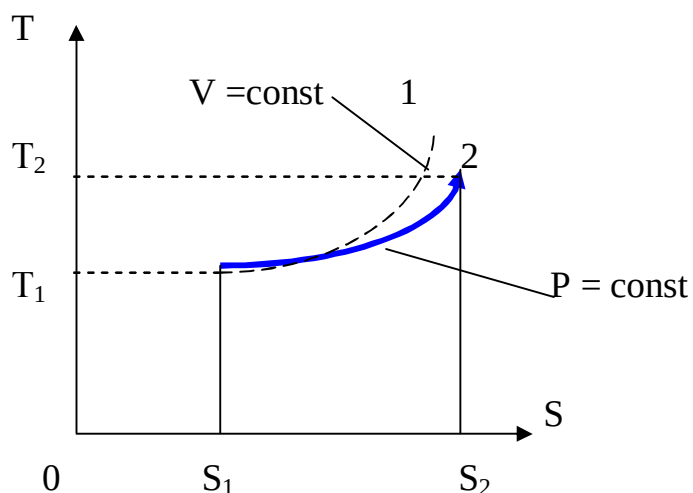
Техническая работа изменения давления $l_{\text{ТЕХ}} = - \int_1^2 v dp = 0$



Удельное количество теплоты определяем из первого закона т/динамики: $\delta q = dh$.

Количество теплоты в изобарном процессе равно изменению энтальпии

рабочего тела $q_{p2-1} = h_2 - h_1$ (на T-S диаграмме пл. 12_{S2S1}).



3.Изменение внутренней энергии равно

$$\Delta u = C_V (T_2 - T_1); C_V \neq f(T)$$

4. Изменение энтальпии $\Delta h = C_P (T_2 - T_1); C_P \neq f(T)$

5. Изменение энтропии в изобарном процессе

$$S_2(P; T_2) - S_1(P; T_1) = \int_{T_1}^{T_2} (ds / dT)_P dT,$$

или с учетом $C_P = T(\partial s / \partial T)$

$$S_2(P; T_2) - S_1(P; T_1) = \int_{T_1}^{T_2} (C_P / T) dT \quad (3.8).$$

Если в интервале $T_1 \dots T_2$ теплоемкость C_P постоянна, то

$$S_2 - S_1 = C_P \cdot \ln(T_2 / T_1)$$

Изобара на T-S диаграмме изображается логарифмической кривой. Если $C_P > C_V$, то при одинаковом изменении температуры $\Delta S_P > \Delta S_V$, следовательно, на T-S диаграмме изобара располагается более полого, чем изотерма.

Пример 3.2. Азот массой 0,5 кг расширяется по изобаре при абсолютном давлении 0,3 МПа так, что его температура повышается от 100 до 300⁰С.

Найти конечный объем азота, совершенную работу и подведенную теплоту.

Удельная газовая постоянная $R = 296,8$ Дж/(кг.К).

Решение. 1. Находим начальный объем азота из уравнения (3.5):

$$V_1 = mRT_1/p_1 = 0,5 \cdot 296,8 \cdot 373 / (0,3 \cdot 10^6) = 0,184 \text{ м}^3$$

2. Теперь найдем конечный объем:

$$V_2 = V_1 \cdot T_1 / T_2 = 0,184 \cdot 573 / 373 = 0,284 \text{ м}^3.$$

3. Определим работу изменения объёма (уравнение 3.7)

$$L_{1,2} = p (V_2 - V_1) = 0,3 \cdot 10^6 (0,287 - 0,184) = 30 \cdot 10^3 \text{ Дж}$$

4. Работа изменения давления $l_{\text{ТЕХ}} = 0$.

5. Определим теплоту, подведенную к газу по уравнению

$$Q_{1,2} = m c_{pm} (t_2 - t_1), \text{ заменяя } T_2 - T_1 \text{ на } t_2 - t_1$$

При средней температуре $t_m (t_1 + t_2) / 2 = 200^\circ \text{C}$

средняя удельная изобарная теплоемкость азота равна

$$C_{pm} = C_{pm} / M = 29,38 \cdot 10^3 / 28,02 = 1047 \text{ Дж/(кгK)}$$

Таким образом, $Q_{1,2} = 0,5 \cdot 1047 (300 - 100) = 104,7 \cdot 10^3 \text{ Дж}.$

3.5 Изотермический процесс

Процесс осуществляется при $T = \text{const}.$

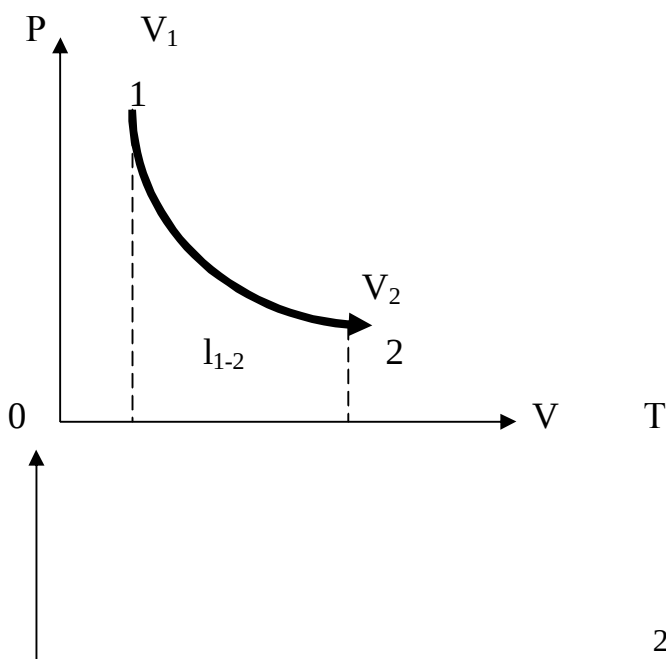
В общем случае в ходе процесса изменяются давление p и удельный объём v .

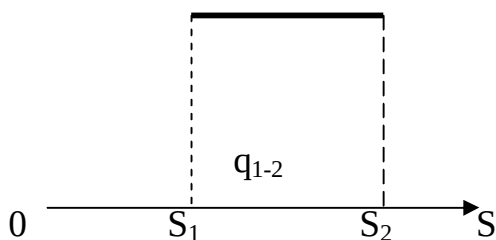
Общее уравнение $P = f(V; T = \text{const}).$

Для идеального газа на изотерме давление и объём связаны уравнением $PV = \text{const}.$

На $P - V$ диаграмме изотерма изображается равнобокой гиперболой 1 – 2

Изотермы реальных веществ имеют более сложный характер, но так как у любых веществ величина $(dV/dP)_T$ всегда отрицательна, то на изотерме всегда с увеличением давления удельный объём уменьшается.





1. Работа изменения объёма в изотермическом процессе

$$l_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} p dv = \int_{V_1}^{V_2} \frac{RT}{V} dv$$

Используя уравнение Клапейрона, выражение для этой работы в изотермическом процессе можно получить в таком виде:

$$l_{1-2} = RT \ln (P_1/P_2) = P_1 V_1 \ln(V_2/V_1) = P_1 V_1 \ln(P_1/P_2). \quad (3.9).$$

Удельная техническая работа $l_{TEX} = - \int_1^2 v dp = p_1 v_1 \ln(p_1 / p_2).$

Количество теплоты в процессе можно определить, исходя из общего состояния $dq = Tds$. Так как $T = \text{const}$, то

$$q_{1-2} = T(S_2 - S_1), \quad (3.10).$$

что справедливо для всех газов и паров.

Изменение внутренней энергии и энтальпии тела

$$du = C_v dT = 0, \quad dh = C_p dT = 0.$$

На T - S диаграмме процесс изображается прямой линией, располагаемой горизонтально. Удельная работа равна площади $1,2_{S_2 S_1}$. Изменение энтропии в процессе для идеального газа

$$S_2(p_2, T) - S_1(p_1, T) = \int_1^2 \delta q / T = 1/T \int_1^2 \delta q = q_{1-2} / T = R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (3.11).$$

$$\text{Для идеального газа} \quad S_2 - S_1 = R \cdot \ln(V_2 - V_1). \quad (3.12).$$

Так как в этом процессе подвод теплоты к системе не приводит к изменению температуры, то теплоемкость рабочего тела бесконечно велика. В изотермическом процессе вся подведенная теплота преобразуется в работу изменения объёма и сам

процесс оказывается наиболее эффективным. С учетом , что $du = 0$ следует, что $dq = dl = PdV$.

Пример 3.3. В компрессоре сжимается воздух массой 2 кг при постоянной температуре 200°C от $p_1 = 0,1$ МПа до $p_2 = 2,5$ МПа. Найти массу воды m_B , необходимую для охлаждения сжимаемого воздуха, если начальная температура воды 15°C , а конечная 50°C , удельная теплоемкость воды $C_B = 4,19$ кДж/(кг $^{\circ}\text{C}$); $R_{\text{ВОЗ.}} = 287,1$ Дж/(кгК)

Р е ш е н и е . 1. Найдем работу сжатия $L_{1,2}$:

$$L_{1,2} = 2,3m \cdot RT / \lg(p_1/p_2) = 2,3 \cdot 2 \cdot 287,1 \cdot 473 \cdot \lg(0,1/2,5) = -2,3 \cdot 2 \cdot 287,1 \cdot 473 \cdot 1,398 = -866 \cdot 10^3 \text{ Дж.}$$

2. Так как в изотермическом процессе $Q_{1,2} = L_{1,2}$, то $Q_{1,2} = -866$ кДж и

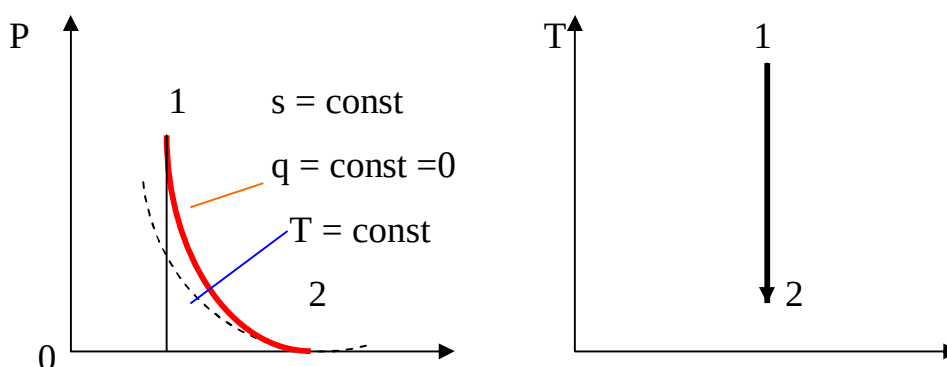
$$Q_{1,2} = m_B c_B (t''_B - t'_B), \text{ из этого уравнения}$$

$$m_B = \frac{Q_{1,2}}{C_D(t'' - t')} = \frac{866 \cdot 10^3}{4,19 \cdot (50 - 15)} = 5,91 \text{ кг}$$

3.6 Адиабатный процесс

Основное условие адиабатного процесса $q = 0$, т.е. в адиабатном процессе теплота к системе не подводится и не отводится от неё.

Однако в реальных условиях невозможно обеспечить условия, при которых теплообмен полностью исключен. Но применяя эффективную изоляцию рабочего тела от внешней среды, можно свести к минимуму теплообмен и потерями тепла можно пренебречь. Например, процесс сжатия осуществляется настолько быстро, что теплоотдача не оказывает какого либо воздействия на его ход. Такой процесс можно считать адиабатным.



$V_1 \qquad V_2 \qquad V \qquad 0 \qquad S$
 Связь между параметрами процесса следующая

1. Уравнение процесса

$$q = 0; PV^K = \text{const}, \quad (3.13).$$

где K – показатель адиабаты, равный $K = \frac{C_p}{C_v}$

2. Связь между параметрами

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^K; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{K-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \quad (3.14).$$

3. Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = C_v (T_2 - T_1) = C_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - C_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (3.15).$$

4. Энтальпия

$$\Delta h = C_p (T_2 - T_1) = C_{pm} \Big|_0^{t_2} t_2 - C_{pm} \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (3.16).$$

5. Механическая работа

$$l = \int_1^2 p dv = \frac{P_1 V_1 - P_2 V_2}{K-1} = \frac{R(T_1 - T_2)}{K-1} = \frac{RT_1}{K-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right]$$

$$l = \frac{RT_1}{K-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \quad (3.17).$$

6. Теплоёмкость процесса $C_a = \frac{dq}{T} = \frac{0}{T} = 0 \quad (3.18).$

7. Изменение энтропии.

$$\Delta S = q/T = 0; \quad S_2 - S_1 = 0$$

Адиабатный процесс называют ещё изоэнтропным процессом.

Пример 3.4. Воздух массой 2 кг при давлении $p_1 = 1 \text{ МПа}$ и температуре $t_1 = 300^\circ\text{C}$ расширяется по *адиабате* так, что его объем увеличивается в 5 раз. Найти конечный объем, давление, температуру, работу изменения объема и изменение внутренней энергии. Принимаем $R = 286,7 \text{ Дж/(кг·К)}$.

Решение. 1. Находим начальный объем газа V_1

$$V_1 = mRT_1/p_1 = 2 \cdot 286,7 \cdot 573 / (1 \cdot 10^6) = 0,33 \text{ м}^3.$$

По условию конечный объём $V_2 = 5 V_1$, поэтому

$$V_2 = 5 \cdot 0,33 = 1,65 \text{ м}^3.$$

2. Находим конечное давление p_2 из уравнения

$$P_1/P_2 = (V_2/V_1)^k$$

Примем для воздуха значение показателя адиабаты

$k = 1,4$, как для смеси двухатомных газов, тогда $P_1/P_2 = 5^{1,4} = 9,96$.

Отсюда $p_2 = p_1/9,96 = 1 \cdot 10^6 / 9,96 \approx 0,1 \text{ МПа}$. Из уравнения состояния (3.3) найдем конечную температуру $T_2 = p_2 V_2 / mR = 0,1 \cdot 10^6 \cdot 1,65 / (2 \cdot 287,1) = 288 \text{ К}$ или $t_2 = 288 - 273 = 15^\circ \text{C}$.

Для вычисления работы $L_{1,2}$ используем уравнение (3.17) в упрощенном виде

$$L_{1,2} = m \cdot R (t_1 - t_2) / (k - 1) = 2 \cdot 287,7 (300 - 15) / (1,4 - 1) = 419 \cdot 10^3 \text{ Дж} = 419 \text{ кДж}.$$

Изменение внутренней энергии в адиабатном процессе равно работе изменения объёма, поэтому $U_2 - U_1 = -L_{1,2} = -419 \text{ кДж}$.

3.7 Политропные процессы и их обобщающие значения

Понятие о политропных процессах широко используется при изучении процессов в газовых двигателях. Реальные процессы в этих машинах принимают промежуточное положение между частными процессами, рассмотренными выше. Политропными процессами наз. обратимые процессы, протекающие при постоянной теплоёмкости.

1. Уравнениями процесса являются

$$C_n = \text{const} \quad \text{или} \quad PV^n = \text{const} \quad (3.19).$$

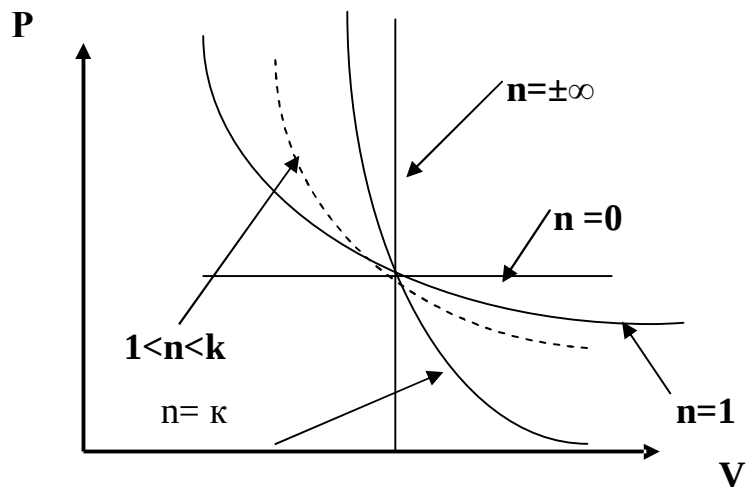
где n – показатель политропы в пределах $-\infty < n < +\infty$

Рассмотрим обобщающее значение политропы.

При $pV^n = \text{const}$

- 1) $n = 0$; $pV^0 = p = \text{const} \rightarrow$ изобарный процесс;
- 2) $n = 1$; $pV^1 = pV = \text{const} \rightarrow$ изотермический процесс;
- 3) $n = \pm \infty$; $pV^\infty \approx p^{\frac{1}{\infty}} V = p^0 V = V = \text{const} \rightarrow$ изохорный процесс;
- 4) $n = k$; $pV^k = \text{const} \rightarrow$ адиабатный процесс.

2. График процесса в P-V координатах



3. Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = C_V (T_2 - T_1) = C_{vm} \left| \frac{t_2}{0} * t_2 - C_{vm} \left| \frac{t_1}{0} \cdot t_1 \right. \right. \quad (3.20).$$

4. Изменение энтальпии аналогично всем процессам, рассмотренным ранее.

5. Механическая работа.

$$\ell = \int_1^2 p dv = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1} = \frac{R(T_1 - T_2)}{n-1} = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (3.21).$$

6. Количество подведенного или отведенного тепла.

$$q_n = C_n (T_2 - T_1) \quad (3.22).$$

7. Теплоемкость процесса.

$$C_n = \frac{dq_n}{dT} = C_V \frac{n-k}{n-1} \quad (3.23).$$

8. Энтропия процесса.

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dq_n}{T} = C_n \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = C_n \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (3.24).$$

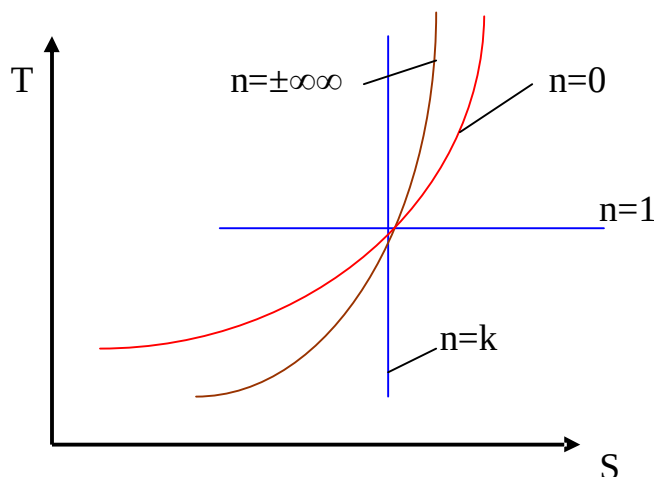
$$\Delta S = C_n \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (3.25).$$

9. Связь параметров

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^n; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1}; \quad (3.27).$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (3.28).$$

10. График политропного процесса в T-S координатах.



Для практических целей используются политропные процессы с показателем политропы $1 \leq n \leq k$. Значение политропы можно определить, если известны давления и объёмы в начале и в конце процесса по зависимости

$$\ln p_2 - \ln p_1 = n (\ln v_1 - \ln v_2); \quad (3.29).$$

$$n = \frac{\lg p_2 - \lg p_1}{\lg v_1 - \lg v_2} \quad (3.30).$$

Пример 3.5. Воздух с начальным объёмом 8 м^3 и начальной температурой $t_1 = 20^\circ\text{C}$ сжимается по политропе с показателем $n = 1,2$ от абсолютного давления $p_1 = 0,09 \text{ МПа}$ до давления $p_2 = 0,81 \text{ МПа}$. Найти конечную температуру, объём воздуха и работу изменения объёма.

Решение. 1. Находим конечную температуру из уравнения (3.28):

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(n-1)/n} = 293 (0,81/0,09)^{(1,2-1)/1,2} = 293 \cdot 9^{0,167} \approx 423 \text{ К}, \text{ или } t_2 = 150^\circ\text{C}.$$

2. Определяем конечный объём V_2 из уравнения: $p_1 V_1/T_1 = p_2 V_2/T_2$, откуда

$$V_2 = (V_1 \cdot p_1/p_2) \cdot (T_2/T_1) = (8 \cdot 0,09/0,81) \cdot (423/293) = 1,28 \text{ м}^3.$$

3. Находим работу изменения объёма:

$$L_{1,2} = (p_1 V_1 - p_2 V_2) / (n - 1) = (0,09 \cdot 10^6 \cdot 8 - 0,81 \cdot 10^6 \cdot 1,28) / (1,2 - 1) = 1,58 \cdot 10^6 \text{ Дж или } 1,58 \text{ МДж}.$$

Контрольные вопросы.

1. Какие процессы называются обратимыми ?
2. Почему неравновесные процессы не могут быть обратимыми ?
3. Как изменяется температура газа при изобарном расширении ?
4. Какой вид имеет уравнение Первого начала термодинамики для изотермического процесса ?
5. Какие реально осуществляемые процессы могут приближенно считаться адиабатными ?

4. ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

4.1 Общие понятия

На основании Первого начала термодинамики можно было бы считать осуществимым любой термодинамический процесс при одном только неизменном условии, чтобы он не противоречил закону сохранения и превращения энергии.

Первое начало термодинамики не рассматривает условия, при которых возможно осуществить превращение одних видов энергии в другие, поэтому ему не противоречит как полное превращение работы в теплоту, так и полное превращение теплоты в работу.

Второе начало термодинамики, дополняя Первое начало и рассматривая эти условия, утверждает невозможность полного превращения теплоты в работу и устанавливает при этом пределы этого превращения.

Второе начало термодинамики вводит очень важное понятие энтропии как параметра состояния.

4.2 Круговые процессы (циклы) тепловых машин

Тепловыми машинами называются в термодинамике тепловые двигатели и холодильные машины. Представителями таких двигателей являются двигатели внутреннего сгорания (д.в.с.), в которых химическое тепло топлива при сгорании превращается в механическую работу - возвратно-поступательного движения поршня и вращательного движения вала.

Рассмотрим принцип действия реального двигателя внутреннего сгорания.

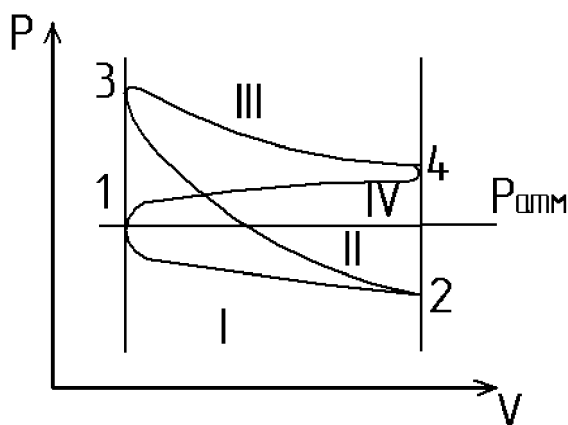


Рисунок 4.1. Диаграмма P-V двигателя внутреннего

сгорания

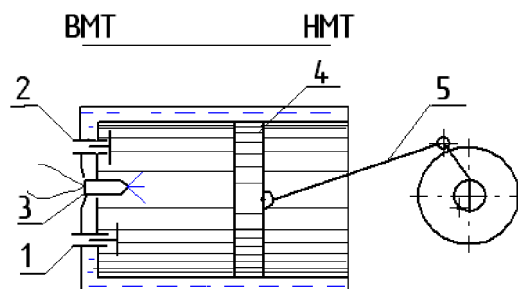


Рисунок 4.2. Схема двигателя внутреннего сгорания

Двигатель внутреннего сгорания состоит из следующих элементов: цилиндра с поршнем (4), впускного и выпускного клапанов (2,2), устройства принудительного зажигания (3) и кривошипно-шатунного механизма (5).

Крайние положения, которое может занимать поршень в цилиндре, называются мертвыми точками. Различают верхнюю и нижнюю мертвые точки. Каждое движение поршня от одной точки к другой называется тактом.

Рассмотрим работу 4-х тактного двигателя внутреннего сгорания (ДВС).

Первый такт – процесс 1,2 (рис.4.1) – такт всасывания.

На этом такте открывается впускной клапан 1 (рис.4.2) и в цилиндр подается подготовленная смесь топлива с воздухом (для карбюраторных двигателей) либо чистый воздух (в дизельных двигателях). В конце такта впускной клапан закрывается.

Второй такт – процесс 2,3 – такт сжатия топлива и воздуха либо чистого воздуха в цилиндре. В конце этого такта осуществляется зажигание с помощью электрической искры для карбюраторных двигателей либо впрыск распыленного топлива в дизелях. В дизелях происходит воспламенение топлива за счет высокой температуры сжатого воздуха (500-600 °С).

Третий такт- процесс 3,4 – процесс расширения продуктов сгорания. Этому процессу соответствует обратный ход поршня. В конце этого такта открывается выпускной клапан 2 и на **четвертом такте** осуществляется выброс продуктов сгорания.

Подобные диаграммы снимаются с помощью индикаторов и они называются индикаторными диаграммами. Так процессы протекают при переменной массе рабочего тела.

Все процессы, происходящие в ДВС, являются необратимыми. Это связано с высокими температурами внутри рабочей камеры (цилиндра) и необходимостью её охлаждения, т.е. существует какой-то теплообмен для того, чтобы ДВС мог работать.

Охлаждение осуществляется с помощью циркулирующей воды или воздуха.

При анализе экономичности ДВС реальные процессы заменяются обратимыми термодинамическими процессами. При расчетах вводятся следующие допущения:

1. Теплоемкость рабочего вещества принимается постоянной.
2. Подвод тепла осуществляется за счет внешних источников, т.е. цикл осуществляется с постоянной массой рабочего тела.
3. Рабочее тело считается идеальным газом.

В зависимости от способа подвода тепла различают: ДВС с изохорным подводом теплоты (цикл Отто), по которому работают карбюраторные ДВС; цикл с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля); по которому работают компрессорные дизельные установки; цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера), по которому работают бескомпрессорные ДВС тяжелого топлива.

Основными параметрами цикла являются:

1. Степень сжатия $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$, соотношение объемов в процессе адиабатного сжатия
2. Степень повышения давления $\lambda = P_3/P_2$, соотношение конечного и начального давлений при изохорном подводе теплоты.
3. Степень предварительного расширения (соотношение конечного и начального объемов при изобарном подводе теплоты $\rho = V_4/V_3$, (рис. 4.1).

Цикл Отто

С изохорным подводом теплоты.

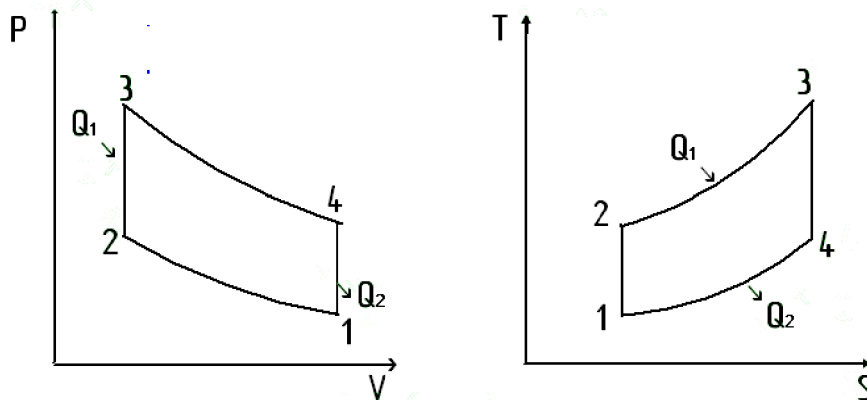


Рисунок 4.3. Диаграммы P-V и T – S цикла Отто (карбюраторный ДВС).

Линия 1-2 – процесс адиабатного сжатия рабочего вещества (смесь паров бензина и воздуха). Характеризуется: $\varepsilon = V_1/V_2 = 6 \div 10$. Это связано детонацией топлива

Линия 2-3 – процесс изохорного подвода теплоты, (горение топлива внутри рабочей камеры). Характеризуется: $\lambda = P_3/P_2 \approx 2$.

Линия 3-4 – процесс адиабатного расширения продуктов сгорания (обратный ход поршня).

Линия 4-1 процесс изохорного отвода тепла.

Цикл Дизеля

С изобарным подводом теплоты.

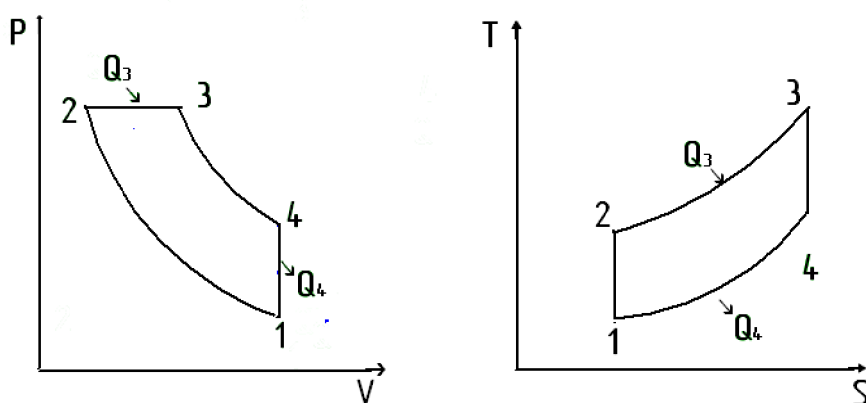


Рисунок 4.4 Цикл Дизеля. (Диаграммы P-V и T-S).

Линия 1- 2 – процесс адиабатного сжатия рабочего вещества, (сжатие чистого воздуха). Характеризуется $\varepsilon = V_1/V_2 = 13 \div 18$.

Линия 2-3 – процесс изобарного подвода теплоты (впрыск топлива и горение топлива).

Линия 3-4- процесс адиабатного расширения продуктов сгорания (обратный ход поршня).

Линия 4-1 – процесс изохорного отвода теплоты, (выпуск продуктов сгорания в атмосферу).

Недостатки ДВС.

1. Невозможность постройки агрегата большой мощности.
2. Невозможность применения любых сортов топлива.
3. Трудность использования тепла отходящих газов.
4. Более высокий износ, например, по сравнению с турбинами.

В ДВС может применяться только жидкое и газообразное топливо, не дающее нагара и отложения смолы.

4.3 Устройство четырехтактного двигателя.

На рисунке (4.5) схема четырехтактного карбюраторного двигателя (внешнее смесеобразование).

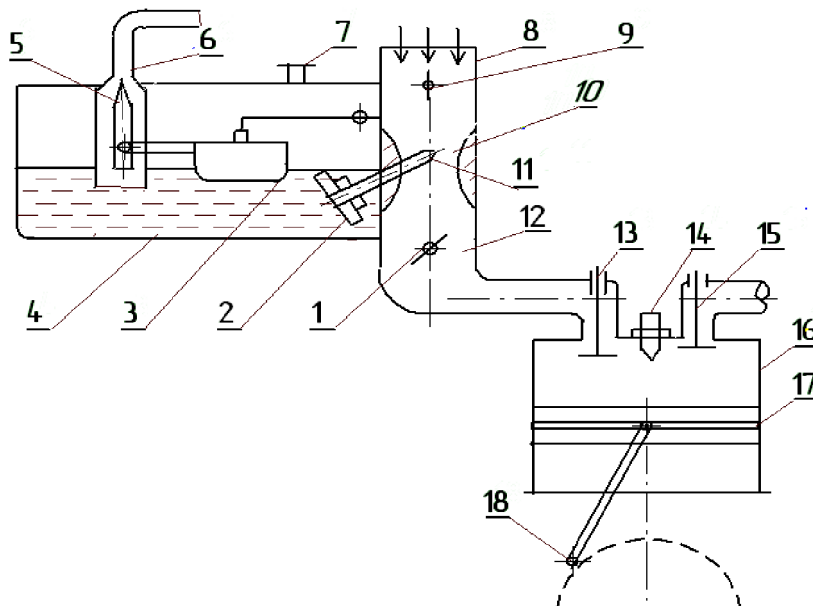


Рисунок 4.5. Схема четырёхтактного карбюраторного ДВС.

1. Дроссельная заслонка; 2. Жиклер; 3. Поплавок; 4. Поплавковая камера; 5. Игла; 6. Топливный патрубок; 7. Отверстие в топливной камере; 8. Воздушный патрубок; 9. Воздушная заслонка; 10. Диффузор; 11. Распылитель; 12. Смесительная камера; 13. Впускной клапан; 14. Свеча; 15. Выпускной клапан; 16. Цилиндр; 17. Поршень; 18. Кривошипно-шатунный механизм

При движении поршня от внутренней мертвой точки M_1 к наружной мертвой точке M_2 в цилиндр всасывается смесь топлива (пары бензина) с воздухом под атмосферным давлением P_1 (линия $e - a$). Обратным движением поршня смесь адиабатно сжимается по линии $a - b$ в результате чего повышается температура и давление до P_2 , а объем уменьшается до объема камеры сгорания V_0 . Во внутренней мертвой точке ВМТ производится воспламенение от электроискры. Поскольку подготовленная смесь сгорает, быстро повышается до P_3 линия $b - c$. Образовавшиеся продукты сгорания расширяются по линии $c - a$, перемещая в точку

НМТ. В точке M_2 открывается, выхлопной клапан, через который газы под давлением P_4 вытекают в наружную среду.

Отношение полного объема цилиндра к объему камеры сгорания называются степенью сжатия двигателя ϵ :

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2};$$

Полезная работа цикла равна разности подведенного и отведенного тепла: $l_0 = q_1 - q_2$; следовательно, термический К.П.Д. увеличивается с ростом степени сжатия ϵ .

4. 4. Двухтактные двигатели.

Стремление освободиться от вспомогательных тактов впуска и выпуска, в течение которых двигатель выполняет функцию насоса, привело к созданию двухтактных двигателей, в которых рабочий цикл совершается в течении одного хода поршня. В этих двигателях процессы впуска и выпуска занимают лишь часть двух основных тактов сжатия и расширения.

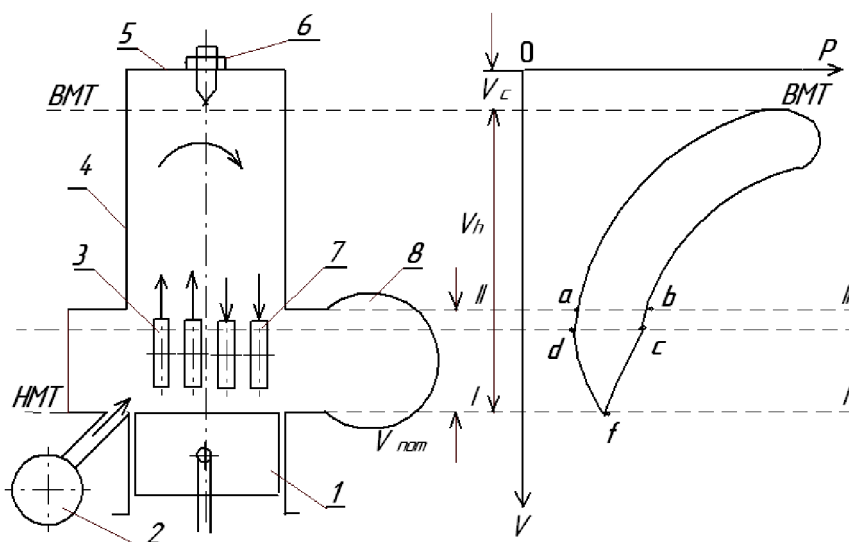


Рисунок. 4.6. Схема двухтактного двигателя с поперечной продувкой; **a** - момент закрытия выпускных окон 7 (начало сжатия); **b** - момент открытия воздушных окон (конец расширения); **c** - момент открытия продувочных окон 3; **d** - момент закрытия продувочных окон.

Рассмотрим схему двухтактного двигателя с поперечной продувкой.

В цилиндре 4 движется поршень 1, который в определенных положениях открывает или закрывает продувочные окна 3 и выпускные окна 7, цилиндр закрыт головкой 5, в которой установлена форсунка 6 для впрыскивания топлива. (в карбюраторных двигателях - свеча зажигания).

Двигатель работает следующим образом.

В конце такта сжатия в камеру сгорания впрыскивают топливо, которое само воспламеняется и сгорает (в карбюраторных двигателях в цилиндре сжимается горючая смесь, зажигаемая электрической искрой). Вследствие выделения тепла резко повышается температура и давление газов в цилиндре и начинается следующий такт расширения (рабочий ход).

При приближении к НМТ, когда верхняя полость примет положение II-II начнут открываться выпускные окна 7 и произойдет истечение отработавших газов через выхлопной коллектор 8 в атмосферу. В положении I-I поршень начинает открывать продувочные окна 3, соединенные с продувочным ресивером 2. В этот момент давление газов в цилиндре сравнивается с давлением свежего воздуха в продувочном ресивере (1,2-1,5 бар). Через окна 3 поступает свежий воздух, вытесняя отработанные газы. Продувка осуществляется до тех пор, пока поршень от НМТ не закроет окна 3 (I-I). Так как выпускные окна ещё остаются открытыми, то при дальнейшем движении поршня верх часть воздуха и отработавшие газы все ещё будут удаляться в атмосферу. Лишь после закрытия окон 7 начнется процесс сжатия. На индикаторной диаграмме часть хода поршня от точки **b** до точки **a** называются потерянными ходом. Индикаторной (внутренней) мощностью называется мощность, развиваемая газами внутри цилиндра. Её измеряют в киловаттах и определяют по индикаторной диаграмме (рисунок 4.7).

4.5. Индикаторная мощность

Рисунок 4.7. Схема индикаторной диаграммы ДВС.

Тогда среднее индикаторное давление определяют по формуле: $P_i = \frac{f}{l^* m}$, бар,

Тактность двигателей обозначается через τ . В минуту число тактов выражается формулой:

$$\frac{2 * n}{\tau};$$

мощность, развиваемая двигателем в каждом цилиндре равна:

$$N_i = \frac{P_i * V_n * n * z}{3 * 10^4 * \tau}, \text{ кВт};$$

где z — число цилиндров.

4.6. Наддув

Одной из основных проблем в области развития ДВС является проблема повышения мощности двигателя при одновременном уменьшении его удельного веса и габаритных размеров.

Из уравнения мощности двигателя видно, что мощность можно повышать за счет увеличения объема (V_n) и числа цилиндров z , числа оборотов и уменьшения числа тактов.

Однако наиболее эффективным является наддув, при котором значительно увеличивается индикаторное давление.

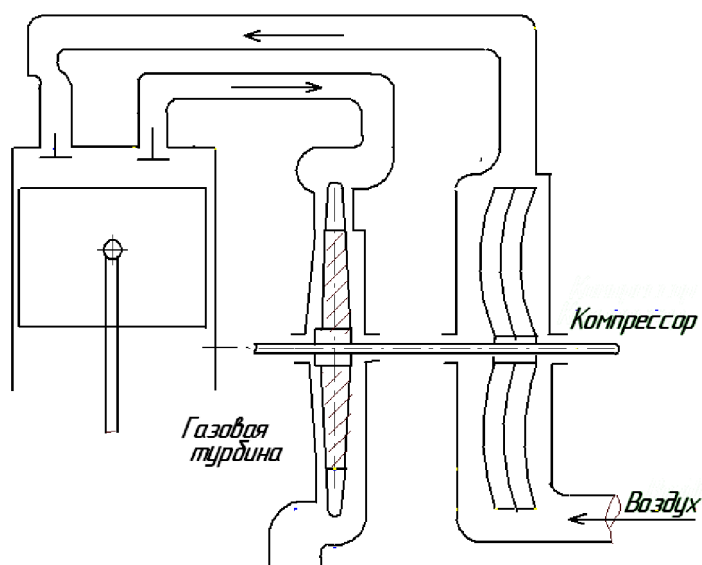


Рисунок 4.8. Схема турбонаддува ДВС.

Существует несколько схем наддува с помощью компрессоров. Однако наиболее эффективной схемой является газотурбинный наддув.

4.7. Тепловой баланс и показатели экономичности ДВС

Тепловой баланс ДВС удобно составлять на 1 кг твердого или жидкого топлива или 1 м³ газообразного топлива. В этом случае он имеет вид.

$$Q_H^P = Q_e + Q_{охл.} + Q_{газ.} + Q_{ост.}, \text{ кДж/кг или кДж/м}^3,$$

где Q_H^P — низшая теплота сгорания рабочего топлива.

Q_e — полезное тепло, т.е. тепло эквивалентное эффективной мощности двигателя;

$Q_{охл.} + Q_{газ.} + Q_{ост.}$ — потери тепла;

$Q_{\text{охл.}}$ — потери при охлаждении цилиндров;

$Q_{\text{газ}}$ — физическое тепло с уходящими газами;

$Q_{\text{ост.}}$ — остаточные потери: от недожога и неучтенные потери в окружающую среду.

$$\frac{Q_e}{Q_N^P} * 100\% = q_e, \%$$

$$\frac{Q_{\text{охл.}}}{Q_N^P} * 100\% = q_{\text{охл.}}, \% \text{ и т. д.}$$

$q_e = \eta_e, \%$ $\approx 32-40\%$ дизельные;

$\approx 18-25\%$ карбюраторные;

$q_{\text{охл.}}, \%$ 25-35 дизельные 15-20 карбюраторные;

$q_{\text{газ.}}, \%$ 25-40 дизельные 25-50 карбюраторные;

$q_{\text{ост.}}, \%$ 5-8 дизельные 8-12 карбюраторные.

4.8. Основные конструктивные элементы ДВС

ДВС и его вспомогательные устройства состоят из большого количества деталей и частей, объединенных в следующие группы:

1. **Остов (корпус) двигателя.** К этой группе относятся неподвижные части, воспринимающие действующие в двигателе силы: блок цилиндров с втулками и крышками, фундаментальная рама, станины, картер, коренные подшипники и пр.

2. **Главный механизм.** Сюда относятся подвижные части, передающие работу газов: поршни с поршневыми кольцами и поршневыми пальцами, шатуны с их подшипниками, коленчатый вал, маховик или шкив.

3. **Механизм газораспределения.** Впускные и выпускные клапаны, передача от главного вала к распределительному валу и от распредвала и клапанам.

4. **Система подачи топлива и регулирования.** Топливный бак, фильтры, топливные насосы, карбюраторные или смесительные устройства, регулятор.

5. **Система впуска и выпуска.** Впускные и выпускные трубопроводы, воздушные фильтры, глушители, продувные насосы или нагнетатели.

6. **Система смазки.** Масленки, масляные насосы, трубопроводы для масла, маслоохладители, фильтры, масляные бани и пр.

7. **Система охлаждения.** Градирни и радиаторы для охлаждения воды, водяные бани, водяные насосы, сливные воронки и пр.

У ДВС могут быть и другие системы, например, система зажигания, система для пуска, реверса, контроля, управления, утилизации отходящего тепла и т.д.

Рассмотрим на примере работу цикла со смешанным подводом теплоты.

Пример 4.1 Исследовать термодинамический цикл со смешанным подводом теплоты по следующим данным: $P_a = 0,1 \text{ МПа}$; $t_a = 27^\circ\text{C}$; $C_{vm} = 0,72 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$; $q_1 + q_1'' = 1340 \text{ кДж}/\text{кг}$;

$P_z = 5,5 \text{ МПа}$ и $\epsilon = 15$. Рабочее тело — воздух, рассматриваемый как идеальный газ. Масса воздуха 1 кг. Р Е Ш Е Н И Е. Находим параметры в характерных точках цикла:

а) в точке a — начале сжатия

$$V_a = RT_a/P_a$$

Для воздуха $R = 287,1 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $T_a = 273 + t_2 = 273 + 27 \text{ К} = 300 \text{ К}$, поэтому

$$V_a = \frac{287,1 \cdot 300}{0,1 \cdot 10^6} = 0,861 \text{ м}^3 / \text{кг}$$

б) в точке С - конце сжатия - пользуемся степенью сжатия

$$\varepsilon = V_a / V_C = 15: \text{ тогда}$$

$$V_C = V_a / \varepsilon = 0,861 / 15 = 0,0573 \text{ м}^3 / \text{кг}.$$

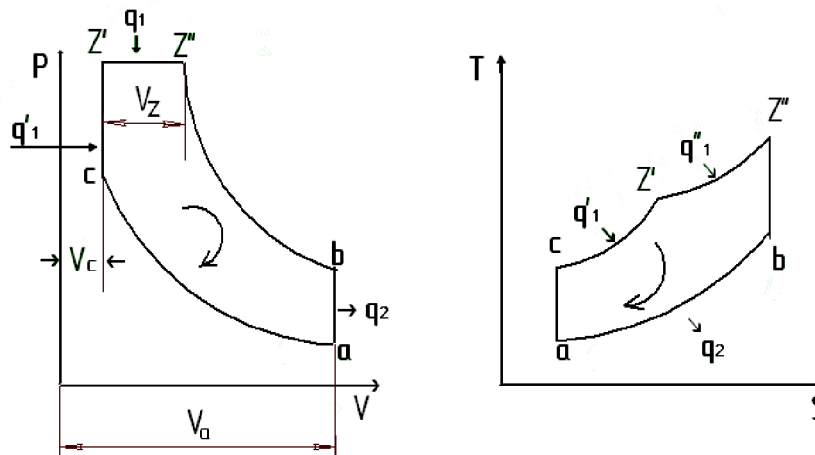


Рисунок 4.9. Цикл ДВС со смешанным подводом тепла.

По линии а - с – адиабатного сжатия и по формуле

$$P_C / P_a = (V_a / V_C)^k \text{ получим } P_C = P_a (V_a / V_C)^k = P_a \cdot \varepsilon^k = 0,1 \cdot 15^{1,4} = 4,43 \text{ МПа};$$

$$T_C = P_C \cdot V_C / R = 4,43 \cdot 10^6 \cdot 0,0573 / 287,1 = 883 \text{ К или } 610^\circ \text{С};$$

в) в точке Z' – конце подвода теплоты при постоянном объёме – пользуемся уравнением $\lambda = P_{Z'} / P_C = 5,5 / 4,43 \approx 1,242$:

$$\text{Тогда } T_{Z'} = T_C \cdot \lambda = 883 \cdot 1,242 = 1097 \text{ К или } t_{Z'} = 824^\circ \text{С};$$

$$V_{Z'} = V_C = 0,0573 \text{ м}^3 / \text{кг};$$

г) в точке Z – конце подвода теплоты при постоянном давлении – предварительно

вычисляем q_1'' ; так как $q_1' + q_1'' = 1340 \text{ кДж/кг}$, то сначала посчитаем q_1' :

$$|q_1'| = C_{V_m} (T_{Z'} - T_C) = 0,72 \cdot 10^3 (1097 - 883) = 154 \text{ кДж/кг},$$

$$\text{поэтому } |q_1''| = 1340 - 154 = 1186 \text{ кДж/кг}.$$

Температуру T_Z в точке Z определяем из уравнения

$$|q_1''| = C_{P_m} \cdot (T_Z - T_C), \text{ отсюда } T_Z = |q_1''| / C_{P_m} + T_{Z'},$$

Находим предварительно C_{P_m} :

$$C_{P_m} = \kappa \cdot C_{V_m} = 1,4 \cdot 0,72 \cdot 10^3 = 1,01 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

подставляя значение C_{P_m} определяем

$$T_Z = 1186 / 1,01 + 1097 = 2274 \text{ К или } t_Z = 2001^0 \text{С.}$$

Находим V_Z . Сначала подсчитаем степень предварительного расширения :

$$\rho = T_Z / T_Z' = 2274 / 1097 = 2,07. \text{ Теперь вычисляем } V_Z:$$

$$V_Z = \rho \cdot V_C = 2,07 \cdot 0,0573 \approx 0,118 \text{ м}^3/\text{кг};$$

д) в точке b - в конце адиабатного расширения

$$V_b = V_a = 0,861 \text{ м}^3/\text{кг};$$

находим T_b из уравнения $T_b = T_a \cdot \rho^k \cdot \lambda = 300 \cdot 2,07^{1,4} \cdot 1,242 = 1034 \text{ К или}$

$t_b = 1034 - 273 = 761^0 \text{ С};$ давление P_b находим из уравнения состояния для точки b :

$$P_b = R \cdot T_b / V_b = 287,1 \cdot 1034 / 0,861 = 0,345 \text{ МПа.}$$

Определяем термический к.п.д. цикла по уравнению:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{15^{0,4}} \cdot \frac{1,242 \cdot 2,04^{1,4} - 1}{1,242 - 1 + 1,4 \cdot 1,242(2,07 - 1)} =$$

$$= 1 - \frac{1}{2,954} \cdot \frac{1,242 \cdot 2,78 - 1}{0,242 + 1,242 \cdot 1,07} = 0,606 \text{ (60,6\%).}$$

Проверка.

Работа цикла: $\ell_0 = |\ell_{Z'-Z}| + |\ell_{Z-b}| - |\ell_{a-c}|;$

$$|\ell_{Z'-Z}| = R(T_Z - T_{Z'}) = 287,1(2274 - 1097) = 337,9 \text{ кДж/кг};$$

$$|\ell_{Z-b}| = R(T_Z - T_b) / (k - 1) = 287,1 \cdot (2274 - 1034) / 0,4 = 890 \text{ кДж/кг};$$

$$|\ell_{a-c}| = [R(T_c - T_a)] / (k - 1) = [287,1(883 - 300)] / (1,4 - 1) = 418 \text{ кДж/кг.}$$

Работа цикла равна

$$|\ell_0| = 337,9 + 890 - 418 = 809 \text{ кДж/кг.}$$

$$\text{Термический к.п.д. цикла } \eta_t = |\ell_0| / |q_1| = \frac{|l_0|}{|q_1| + |q_2|} = (809 \cdot 10^3) / (1340 \cdot 10^3) = 0,604$$

или 60,4%, что отличается от ранее найденного значения η_t (60,6%) на 0,2%.

Практически η_t для цикла смешанного подвода тепла выше, чем к.п.д. ДВС с изохорным подводом тепла (Отто), который определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda - 1} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}.$$

4.9. Термодинамический цикл газотурбинной установки (ГТУ) с изобарным подводом теплоты

Газотурбинными установками называют тепловые двигатели, в которых кинетическая энергия струи продуктов сгорания превращается во вращательное движение рабочего колеса турбины.

В качестве топлива для ГТУ используют жидкое и газообразное топливо.

ГТУ обладает рядом преимуществ перед Д.В.С.

Работа Д.В.С. связана с возвратно - поступательным движением поршня, поэтому практически невозможно создать Д.В.С. большой мощности и малых размеров.

В газотурбинных установках энергия потока газовой струи превращается во вращательное движение колеса турбины, что связано со значительно меньшими потерями энергии на трение. Кроме того, в ГТУ возможно расширение продуктов сгорания до давления окружающей среды, что приводит к дополнительному выигрышу в работе.

На рис. 4. 10 представлена схема газотурбинной установки.

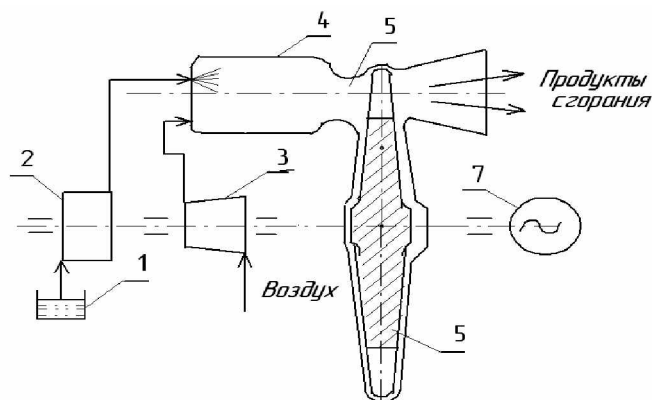


Рисунок 4.10. Схема газотурбинной установки.

В состав ГТУ входят:

1 – бак с топливом; 2 - топливный насос; 3 - компрессор; 4 – камера сгорания; 5 - сопло; 6 – рабочее колесо турбины; 7 – электрогенератор.

Различают ГТУ с подводом тепла при $P=\text{const}$ и $V=\text{const}$.

Рассмотрим работу газотурбинной установки и её теоретический цикл при изобарном подводе тепла.

На рис. 4.11 представлены P - V и T - S диаграммы циклов ГТУ при $P=\text{const}$, где **процесс 1-2** – процесс адиабатного сжатия воздуха в воздушном компрессоре 1 (рис. 4.11).

Процесс 2-3 - процесс изобарного подвода тепла.

В этом процессе с помощью топливного насоса 2 топливо подается в камеру сгорания 4. Здесь происходит распыление топлива и его горение при $P = \text{const}$.

Процесс 3,4 – процесс адиабатного расширения продуктов сгорания. В этом процессе продукты сгорания из камеры 4 поступают в сопловой аппарат 5, где происходит адиабатное расширение их. При прохождении соплового аппарата продукты сгорания приобретают большую скорость, возрастает кинетическая энергия струи, которая превращается в механическую энергию вращения рабочего

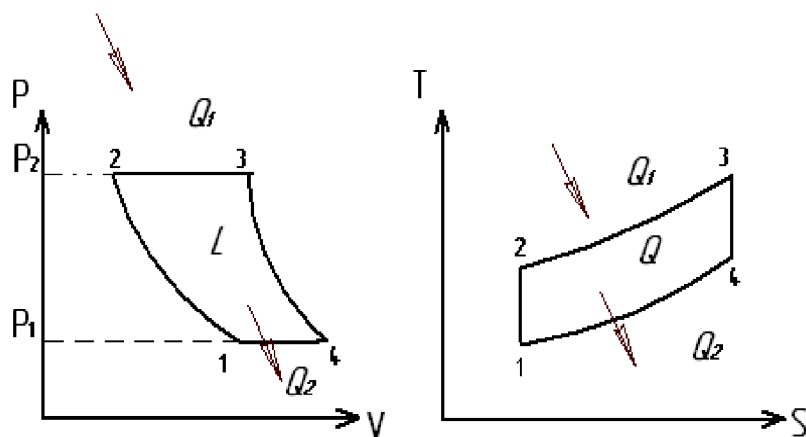


Рисунок 4.11. Диаграммы процессов ГТУ.

колеса турбины 6, используемая в дальнейшем для вращения электрогенератора 7, лопаточного компрессора 3 и топливного насоса 2. После адиабатного расширения продукты сгорания выбрасываются в атмосферу (процесс 4-1) или используются для подогрева компрессорного воздуха.

Основной характеристикой цикла ГТУ является степень повышения давления при адиабатном процессе.

$$\beta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_4} ;$$

Механическая работа ГТУ представляет собой площадь 1,2,3,4 на P-V диаграмме. Эта полезная работа определяется как разность общей работы ГТУ (площадь- точки $P_1, P_2, 3, 4$) и работы привода компрессора (площадь – точки 2,1, P_2, P_1).

Определим к.п.д. ГТУ

$$\eta_{t, P=\text{const}} = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \text{ где } q_2 - \text{удельное количество отведенного тепла;}$$

q_1 – удельное количество подведенного тепла.

$$q_2 = C_P(T_4 - T_1); \quad q_1 = C_P(T_3 - T_2).$$

$$\eta_{t,P=const} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_P(T_4 - T_1)}{C_P(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} = 1 - \frac{T_1}{T_2};$$

из анализа адиабат 1,2 и 3,4 следует

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}, \text{ так как } \frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1}{T_2}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$$

$$\eta_{tP=const} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}$$

Таким образом, к.п.д. газотурбинной установки зависит только от степени повышения давления β и не зависит от температуры воздуха.

Для повышения к.п.д. необходимо повышать β .

Для ГТУ с изохорным подводом тепла к.п.д. определяется:

$$\eta_{tV=const} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_P \cdot (T_4 - T_1)}{C_V \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - k \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{k}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Сравним эти 2 цикла на T-S диаграмме.

Из диаграммы T-S следует, что при одинаковой степени повышения давления β и одинаковых параметрах отвода тепла полезная работа выше для ГТУ при $V=const$.

Однако, вследствие ограничения максимальной температуры t^0 в процессе подвода тепла, наиболее экономичными являются реальные ГТУ с изобарным подводом теплоты. Так как t^0 продуктов сгорания после рабочего колеса турбины выше, чем температура компрессорного воздуха, то для повышения к.п.д. ГТУ используется регенерация тепла, сущность которой заключается в предварительном подогреве воздуха теплом продуктов сгорания.

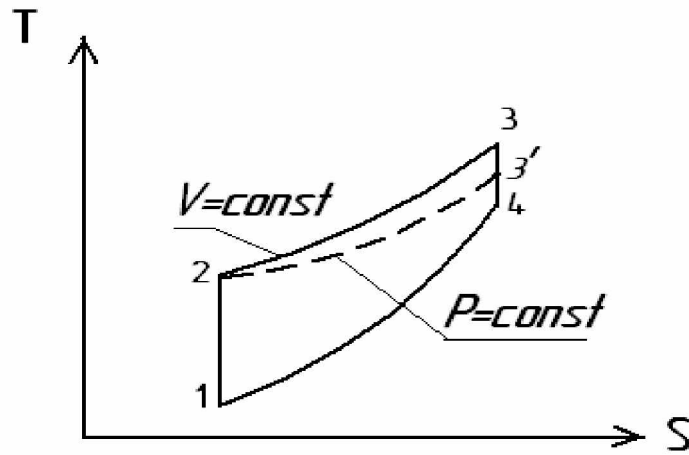


Рисунок 4.12. Диаграмма T-S цикла ГТУ с $V=\text{const}$.

Пример 4.2 Для идеального цикла газовой турбины с подводом теплоты при $p = \text{const}$ (см. рисунок 4. 11.) найти параметры в характерных точках, полезную работу, термический к.п.д., количество подведенной и отведенной теплоты, если дано

$$p_1 = 100 \text{ кПа}; t_1 = 27^\circ \text{ C}; t_3 = 700^\circ \text{ C};$$

$$\beta = \frac{p_2}{p_1} = 10; \quad k = 1,4$$

Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

Р е ш е н и е

Точка 1.

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 300}{100 \cdot 10^3} = 0,861 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{r-1}{r}} = T_1 \beta^{\frac{r-1}{r}};$$

$$T_2 = 300 \cdot 10^{0,4/1,4} = 300 \cdot 1,93 = 597 \text{ K};$$

$$\beta = \frac{p_2}{p_1}; \quad p_2 = p_1 \cdot \beta = 100 \cdot 10 = 1000 \text{ кПа} = 1 \text{ МПа}.$$

$$V_2 = \frac{RT}{p_2} = \frac{287 \cdot 579}{1 \cdot 10^6} = 0,166 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 3.

$$T_3 = 700 + 273 = 973 \text{ K}; \quad p_3 = p_2 = 1 \text{ МПа};$$

$$V_3 = V_2 \cdot (T_3/T_2) = 0,166 \cdot (973/579) = 0,279 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4.

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_2}{T_4}; \quad \frac{973}{T_4} = \frac{579}{300}; \quad T_4 = \frac{973 \cdot 300}{579} = 504 K;$$

$$t_4 = 229^\circ \text{C}; \quad p_4 = p_1 = 0,1 \text{ МПа}; \quad \frac{v_4}{v_1} = \frac{T_4}{T_1}$$

$$v_4 = v_1 \cdot \frac{T_4}{T_1} \cdot 0,861 \cdot \frac{504}{300} = 1,45 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Количество теплоты

$$q_1 = q_{2-3} = c_p(T_3 - T_2) = 29,31/28,96 \cdot (973 - 579) = 399 \text{ кДж/кг};$$

$$q_2 = q_{4-1} = c_p(T_4 - T_1) = 29,31/28,96 \cdot (500 - 300) = 202 \text{ кДж/кг}.$$

Работа цикла

$$\ell_0 = q_1 - q_2 = 399 - 202 = 197 \text{ кДж /кг}.$$

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - 202/399 = 0,494.$$

Контрольные вопросы.

1. Почему термодинамические циклы ДВС называются идеальными ?
2. Как доказать, что с увеличением степени сжатия в ДВС повышается температура в конце сжатия ?
3. Как изменяется температура T_z в цикле со смешанным подводом теплоты при увеличении степени предварительного расширения ?
4. Как влияет уменьшение степени сжатия на термический к.п.д. ДВС ?
5. Как влияет уменьшение степени предварительного расширения на термический к.п.д. ДВС ?
5. Как влияет степень повышения давления в ГТУ с изобарным подводом теплоты на термический к.п.д.?

Лекция № 5

5. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ПАРОВ

5.1 Основные параметры состояния жидкости и пара

В теплотехнике и хладотехнике используются различные жидкости и их пары: аммиак (NH_3), углекислота (CO_2), фреоны и многие другие, но наиболее часто вода и водяной пар.

Пар можно получать двумя способами: при испарении и при кипении. В процессе испарения молекулы жидкости у её поверхности, имеющие большую скорость, чем другие молекулы, преодолевают силы молекулярного сцепления и вылетают в окружающее пространство.

При кипении пар образуется во всей массе жидкости и, имея меньшую плотность, чем жидкость, устремляется вверх и, соединяясь с другими частицами пара, достигая поверхность жидкости, покидает её.

Пар, образующийся при кипении жидкости, называется насыщенным. Смесь пара и жидкости (двухфазовая система) называется влажным насыщенным паром. В процессе кипения масса пара в каком-либо объеме увеличивается до тех пор пока последняя капля жидкости не испарится. В этот момент пар становится сухим насыщенным. Отношение массы *сухого насыщенного пара* к общей массе влажного насыщенного пара называется *степенью сухости* X .

Например, если влажный насыщенный пар имеет степень сухости $x=0,85$, то это значит, что 1 кг его содержит 0,85 кг пара и 0,15 кг жидкости. Для сухого насыщенного пара $x=1$, для жидкости $x=0$. Удельный объем сухого насыщенного пара v'' больше уд. объема жидкости v' , из которой он испарился и с увеличением степени сухости уд. объем влажного пара v_x также увеличивается, т.е. $v' \leq v_x \leq v''$. Например, при давлении 1 МПа уд. объем сухого водяного пара в 200 раз больше уд. объема кипящей жидкости.

Если к сухому насыщенному пару подводить теплоту, то он становится перегретым и имеет температуру выше температуры кипения жидкости из которой он получился. Температура кипения жидкости обозначается t_s , а перегретого пара – t . Разность $t - t_s$ наз. *степенью перегрева*. Чем выше степень перегрева при данном

давлении, тем больше и его уд. объем. Одним из основных параметров является теплота парообразования r .

Теплота парообразования.

Это количество теплоты, необходимое для испарения 1 кг жидкости. Рассмотрим процесс парообразования на диаграмме P-V (рис. 5.1).

Допустим, что при заданном давлении p_1 и температуре 0° С удельный объем жидкости V_0' (точка a_1 на диаграмме). Так как процесс нагрева жидкости и парообразования протекает при постоянном давлении, то линия его является изобарой от точки a_1 вправо. Допустим, что в момент начала кипения, когда температура жидкости равна t_s , состояние её определится точкой b_1 ; в этот момент объем жидкости увеличится до v' . При дальнейшем подводе теплоты будет получаться влажный насыщенный пар, а когда вся жидкость испарится, он станет сухим насыщенным (точка c_1). Так как в процессе получения насыщенного пара температура его остается постоянной, то участок изобары b_1 - c_1 является одновременно и изотермой.

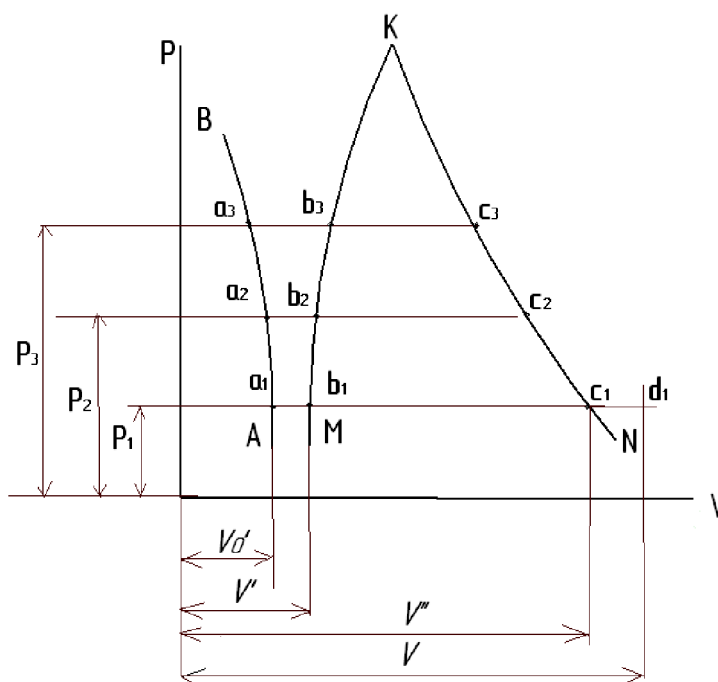


Рисунок 5.1. Процессы парообразования, протекающие при постоянном давлении в осях P-V.

Итак, точка b_1 показывает начало, а точка c_1 - конец кипения, поэтому в точке b_1 степень сухости $x = 0$, а в точке c_1 $x = 1$. Все промежуточные точки относятся к влажному пару. При сообщении сухому насыщенному пару теплоты он переходит в перегретый пар, состояние которого определяется точкой d_1 . При увеличении

давления температура кипения t_s повышается и при давлении p_2 точки **b** и **c** перемещаются выше. При давлении p_3 получим точки a_3 , b_3 , c_3 . Если через одноименные точки провести плавные линии, то получим линию **AB** *удельных объемов жидкости* при 0°C , а также линии **МК** и **НК**, сходящиеся в точке **K**.

Линия **МК**, характеризует состояние кипящей жидкости, а линия **НК** геометрическое место точек, характеризующих состояние сухого насыщенного пара. Таким образом, линии **МК** и **НК** разделяют всю диаграмму на три области: область жидкости, лежащая между линиями **AB** и **МК**, область влажного насыщенного пара, расположенную между пограничными линиями **МК** и **НК**, и область перегретого пара, расположенную правее линии **НК**. Линия **МК** называется *пограничной кривой жидкости и пара*, а линия **НК** - *пограничной кривой пара*. В точке **K** кипящая жидкость и сухой насыщенный пар имеют одинаковые параметры $p_{кр}$, $t_{кр}$, $v_{кр}$, называемые критическими, а сама точка **K** – критической. В настоящее время принято считать для воды: критическое давление $p_{кр} = 22,129$ МПа, критическая температура $t_{кр} = 374,15^\circ\text{C}$ и критический объем $v_{кр} = 0,00326$ м³/кг.

5.2 Диаграмма состояния воды и водяного пара *i-s*

Диаграммы **P-V** и **T-S** являются наглядными при исследовании, связанными с подводом и отводом тепла. Однако в расчетной работе они неудобны так как нужно измерять площадь в тех случаях, когда линии процесса являются кривыми. Поэтому в теплотехнике для расчетов пользуются энтропийной диаграммой, в которой по оси ординат отложены значения удельной энтальпии **i**, а по оси абсцисс энтропия **S**. Эта диаграмма получила название *i-s* диаграмма (рис 5.2).

Пограничная кривая (линия **K-C-N**) жидкости и пара в указанной системе координат строится по точкам **i'** и **S'**, которые находят по таблицам параметров сухого насыщенного пара или по уравнению

$$S' = 2,3 \lg (T_s/273) + r/T_s$$

Линии (**b-d**, **d'-d'** и т.д) *изобары* - $P=\text{const}$, штрих-пунктирные линии постоянного удельного объема ($V=\text{const}$); линии (**C-e**, **C'-e'** и т.д.) – *изотермы* - постоянной температуры; линии (x_1, x_2, x_3) – линии **паросодержания** или степени сухости. Переходя пограничную кривую **K-N** *изобары* и *изохоры* расходятся при повышении температуры. Промежуточные точки этих *изобар* находят по уравнениям

$$i_X = i' + \chi r \text{ и } S_X = 2,3 \lg (T_S/273) + \chi r/T_S$$

На практике обычно мало используют очень влажный пар, поэтому для расчетов применяют в большинстве случаев только верхнюю часть диаграммы.

Пример 5.1. Найти по *is*-диаграмме температуру насыщенного пара, имеющего давление 1,5 МПа.

Решение . Находим на диаграмме точку, определяющую состояние сухого насыщенного пара давление 1,5 МПа на пересечении с кривой сухого насыщенного пара и прочитаем температуру на изотерме, идущей от этой точки; она будет равна 200⁰ С

5.3. Циклы паросиловых установок (цикл Ренкина)

В паросиловых установках в качестве рабочего тела используются пары различных жидкостей (воды, ртути и др.), но чаще всего – водяной пар. Простейшая схема паросиловой установки представлена на рис 6.1.

Рассмотрим схему и цикл паросиловой установки (П.С.У.).

Преобразование энергии органического или ядерного топлива в механическую осуществляется посредством водяного пара в паросиловых установках (п.с.у.).

Рассмотрим схему и цикл идеального п.с.у.

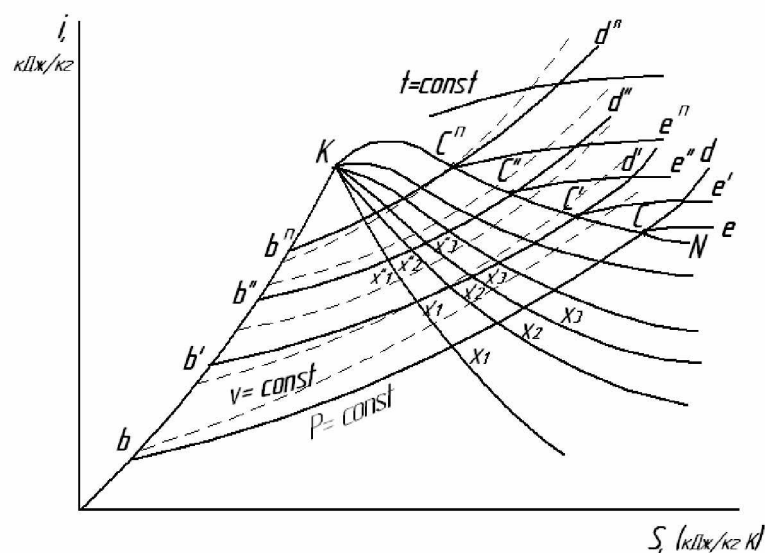


Рисунок 5.2. Схема диаграммы i -s воды и водяного пара.

За исходное состояние принята вода с параметрами в точке 3. эта вода с помощью насоса 5 подается в котельный агрегат 1, называемый парогенератором. Данный процесс вследствие несжимаемости воды протекает при постоянном объёме. В парогенераторе осуществляется нагрев воды до температуры T_H и происходит процесс парообразования (процесс 4-5 ; 5-6) сухой насыщенный пар с

параметрами в точке 6 поступает в пароперегреватель 2, где в результате подвода тепла q_2 осуществляется его перегрев при постоянном давлении (процесс 5-3) (рис. 5.3 – 5.4).

Перегретый пар, имеющий высокие параметры (давление, температуру) поступает на турбину 3, где осуществляется адиабатное (изоэнтропное) расширение пара и превращение энергии потока пара в кинетическую энергию, а затем во вращательное движение ротора турбины и вала электрогенератора 6 (процесс 1-2).

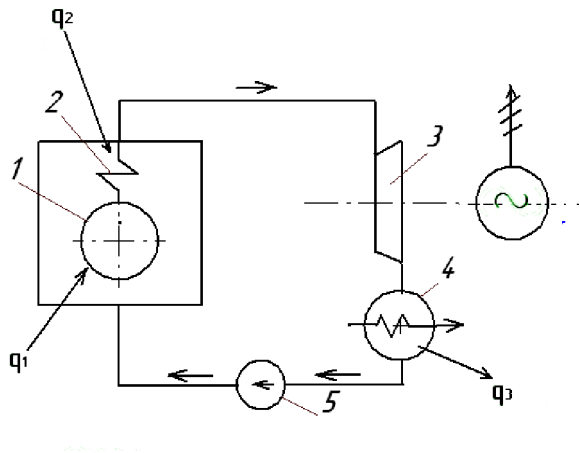


Рисунок 5.3. Схема паросиловой установки.

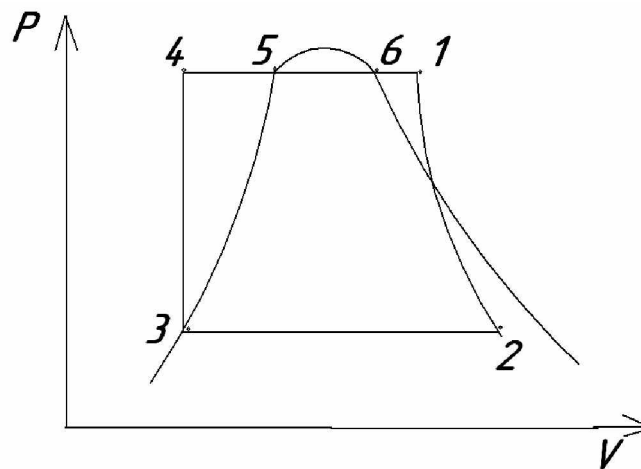


Рисунок 5.4. Диаграмма P-V цикла Ренкина

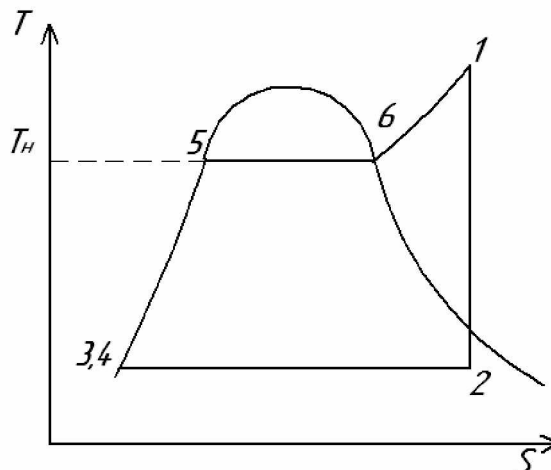


Рисунок 5.5. Диаграмма Т-S цикла Ренкина.

Влажный насыщенный пар после турбины поступает в конденсатор 4 (рис.5.1).

Конденсатор 4 представляет собой трубчатый теплообменник, внутри трубок которого движется холодная вода. В результате отбора у пара тепла парообразования q_3 происходит полная конденсация пара (процесс 2-3), после чего цикл повторяется. Такой цикл ПСУ называется простым конденсационным циклом или циклом Ренкина.

Определим к.п.д. цикла Ренкина

$$\eta_{\text{та Ренкина}} = 1 - \frac{q_{\text{отв}}}{q_{\text{подв}}} = \frac{q_{\text{подв}} - q_{\text{отв}}}{q_{\text{под}}}$$

Подвод тепла осуществляется в процесса 4,5,6,1 при $P=\text{const}$, поэтому

$$q_{\text{подв}} = i_1 - i_2$$

Отводится тепло в процессе 2-3

$$q_{\text{отв}} = i_2 - i_3,$$

поэтому к.п.д цикла Ренкина будет

$$\eta_{\text{т Ренкина}} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3},$$

i_1 – энтальпия пара после пароперегревателя, кДж/кг;

i_2 – энтальпия пара после турбины, кДж/кг;

i_3 – энтальпия конденсата, кДж/кг.

Рассмотрим влияние различных параметров на величину к.п.д. цикла Ренкина. На основании идеального цикла Карно следует, что для увеличения к.п.д. необходимо повысить среднюю температуру подвода тепла или понизить среднюю температуру отвода тепла. Повышение средней температуры возможно двумя способами.

1.Повышение начального давления пара перед соплом турбины.

2. Повышение температуры пара перед соплами.

Повышение начального давления приведет к повышению температуры насыщения и увеличению полезно использованного тепла. Но в свою очередь, это приведет к дополнительному увеличению массы ПСУ, удорожанию её и уменьшению степени

сухости пара после сопла. Повышение температуры пара также может повысить к.п.д, но предъявит дополнительные требования к жаропрочности конструкции.

Поэтому в настоящее время для повышения к.п.д. осуществляют как увеличение температуры, так и повышение давления перед турбиной.

Для уменьшения температуры отвода тепла необходимо понижать давление в конденсаторе. При температуре охлаждающей воды порядка 20-30⁰С (вода естественных водоемов), давление в конденсаторе составляет $P_2 = 0,002 \div 0,004$ МПа, т.е. ниже атмосферного.

Поэтому для поддержания высокого к.п.д. необходимо поддержание глубокого вакуума в конденсаторе, позволяющего снижать давление пара на выходе из турбины и повышающий общий теплоперепад в проточной части турбины.

Лекция № 6

6. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

Атмосферный воздух является смесью сухого воздуха и водяных паров и может быть назван **влажным воздухом**.

Во многих технических устройства и технологических процессах в качестве рабочего тела используют атмосферный воздух. Например, в воздушных холодильниках, сушильных аппаратах, в двигателях внутреннего сгорания, газовых турбинах, в топках котлов и печей и пр. Во всех этих случаях содержание влаги может изменяться в самых широких пределах.

Эти примеры показывают необходимость знания технических свойств влажного воздуха. Одной из таких характеристик является **влажностное содержание d** .

Это отношение массы паров воды, содержащихся во влажном воздухе к массе сухого воздуха:

$$d = m_{\text{П}}/m_{\text{В}},$$

где $m_{\text{П}}$ – масса паров воды, кг; $m_{\text{В}}$ – масса сухого воздуха, кг. Влажный воздух можно рассматривать как смесь идеальных газов и применять к нему закон Дальтона, согласно которому

$$p = p_{\text{В}} + p_{\text{П}},$$

где p – давление влажного воздуха, Па; $p_{\text{В}}$ и $p_{\text{П}}$ – парциальные давления соответственно воздуха и пара, Па. Под парциальным давлением понимается давление какого-либо компонента, если бы он занимал весь объём.

(Парциальное давление какого-либо компонента – это доля давления этого компонента от общего давления смеси).

Рассмотрим состояние водяного пара во влажном воздухе на диаграмме P-V. Точка А находится в области перегретого пара. **Смесь сухого воздуха с перегретым водяным паром (точка А) называется ненасыщенным влажным воздухом.**

При увеличении парциального давления водяных паров при постоянной температуре (процесс АВ) в точке В пар становится сухим насыщенным и дальнейшее увеличение парциального давления водяных паров приведет к

конденсации водяных паров. При этом количество водяных паров во влажном воздухе остается постоянным и неизменным. Поэтому в точке В находится максимальное содержание водяных паров во влажном воздухе при данной температуре. Это содержание определяется парциальным давлением P_H (давление насыщения).

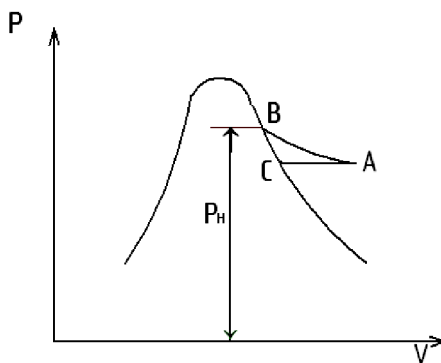


Рисунок 6.1 Диаграмма $P - V$ состояния ненасыщенного влажного воздуха.

Смесь сухого воздуха с сухим насыщенным паром (точка В) называется насыщенным влажным воздухом.

Влажный насыщенный воздух может быть получен при охлаждении ненасыщенного влажного воздуха при постоянном содержании водяных паров (при $P = \text{const}$). Этому состоянию соответствует точка С. Температура, до которой необходимо охладить ненасыщенный влажный воздух при постоянном давлении, чтобы он стал насыщенным, называется температурой точки росы t_p .

Для определения состояния влажного воздуха используют абсолютную и относительную влажность и влагосодержание.

Абсолютной влажностью называется **отношение массы водяного пара к объёму влажного воздуха – (ρ_p)**.

$$\rho_p = \frac{m_{\text{ПАРОВ}}}{V_{\text{ВОЗД.}}^{\text{ВЛ}}} = \frac{m_p}{V_p}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$$

Так как водяной пар занимает весь объём влажного воздуха, поэтому $V_{\text{В.В.}} = V_p$, а абсолютная влажность представляет собой плотность водяных паров при данных условиях.

Относительной влажностью называют отношение плотности пара при заданном давлении к максимально возможной плотности (абсолютной влажности) его при том же давлении (ϕ).

$$\phi = \frac{\rho_{\Pi}}{\rho_{\Pi}^{\max}} = \frac{P_{\text{ПАРА}}}{P_{\text{НАСЩ.}}}$$

Относительная влажность изменяется в пределах от 0 до 100 %. Ноль соответствует сухому воздуху; 100% - насыщенному влажному воздуху. Значение $P_{\text{н}}$ определяют по таблицам термодинамических свойств воды и водяного пара в зависимости от температуры влажного воздуха.

В процессе нагревания или охлаждения влажного воздуха содержание водяных паров изменяется, а количество сухого воздуха остается неизменным. Поэтому удобно выражать состав влажного воздуха, отнеся массу водяных паров к массе сухого воздуха.

Влагосодержанием влажного воздуха называется отношение массы водяных паров к 1 кг сухого воздуха – (d).

$$d = \frac{m_{\text{ПАР}}}{m_{\text{СУХ.В.}}}$$

Рассмотрим уравнения состояния для сухого воздуха и водяного пара:

$$P_{\text{С.В.}} \cdot V = m_{\text{С.В.}} \cdot R_{\text{С.В.}} \cdot T_{\text{С.В.}};$$

$$P_{\text{ПАР}} \cdot V = m_{\text{ПАР}} \cdot R_{\text{ПАР}} \cdot T_{\text{ПАР.}}$$

Так как $V_{\Pi} = V_{\text{С.В.}};$

$$T_{\text{ПАР}} = T_{\text{С.ВЗД.}},$$

Тогда после подстановки значений $R_{\text{ВОЗД}} = 287,1 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ и $R_{\text{ПАРА}} = 461,50 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ из табл. получим

$$d = \frac{R_{\text{С.В.}} \cdot P_{\Pi}}{R_{\Pi} \cdot P_{\text{С.В}}} = \frac{287,1 \cdot P_{\Pi}}{461,5 \cdot P_{\text{С.В}}} = 0,622 \frac{P_{\Pi}}{P_{\text{С.В.}}},$$

Или $P_{\text{С.В.}}/P_{\Pi} = 0,622 \cdot (m_{\text{В}}/m_{\Pi})$. Так как $P_{\Pi} = \phi \cdot P_{\text{Н}}$,

$P_{\text{С.В.}} = P_{\text{БАР}} - P_{\Pi} = P_{\text{БАР}} - \phi \cdot P_{\text{Н}}$, тогда

$$d = 0,622 \cdot \frac{\phi \cdot P_{\text{Н}}}{P_{\text{БАР.}} - \phi \cdot P_{\text{Н}}}.$$

Плотность влажного воздуха представляет собой сумму плотностей сухого воздуха и водяных паров

$$\rho_{\text{В.В.}} = \rho_{\text{С.В.}} + \rho_{\Pi} = \rho_{\text{С.В.}} \cdot (1+d).$$

Энтальпией влажного воздуха рассчитывается на 1 кг сухого воздуха или (1+d) кг влажного воздуха.

$$I_{B.B.} = i_{C.B.} + i_{II} \cdot d = C_P \cdot t_{C.B.} + d \cdot i_{ПАРА}.$$

Для приближенных расчетов принимаем $C_P = 1$ кДж/(кг·К),

$$i_{II} = 2499 + 1,974 \cdot t_{B.B.},$$

Так как $t_{II} = t_{B.B.} = t_{C.B.}$, то

$$I = t + 0.001 \cdot (2500 + 1,974 \cdot t) \cdot d, \text{ кДж/кг},$$

где t - температура насыщения при парциальном давлении пара.

При сушке различных продуктов нагретым воздухом влагосодержание его увеличивается за счет испарения воды.

Этот процесс называется адиабатным испарением воды, если теплоту, необходимую для испарения, берем только из окружающего воздуха. Температура воздуха при этом понижается, причем если этот процесс продолжается до полного насыщения воздуха, то температура его понижается до так называемой температуры адиабатного насыщения воздуха, известной под названием **истинной температуры мокрого термометра**.

На практике для определения относительной влажности воздуха часто пользуются психрометром – прибором, состоящим из двух термометров. Шарик одного из них обернут влажной тканью, вследствие чего показания сухого и мокрого термометра различны. Температура, показываемая мокрым термометром психрометра, не равна истинной температуре мокрого термометра, а всегда несколько выше её. Объясняется это притоком теплоты через выступающий столбик ртути и восприятием шариком термометра теплоты, излучаемой окружающими предметами. Для исключения этого влияния необходимо омывать мокрый шарик потоком воздуха, имеющего большую скорость или защищать его от восприятия внешней теплоты от окружающих предметов.

Истинная температура мокрого термометра t_M определяется из формулы

$$t_M = t'_M - \frac{x \cdot (t_C - t'_M)}{1000}, ^\circ\text{C},$$

где t'_M - показания мокрого термометра;

t_C - показания сухого термометра;

$t_C - t'_M$ -психрометрическая разность;

x – поправка к показаниям мокрого термометра в %, определяемая по специальной диаграмме.

Технические расчеты процессов с влажным воздухом производят чаще всего по id диаграмме влажного воздуха.

6.1 $h - d$ диаграмма влажного воздуха

Диаграмма $i-d$ влажного воздуха предложена проф. Л.К. Рамзиным в 1918 г.

Диаграмма строится в косоугольной системе координат. Это сделано для увеличения рабочей области диаграммы.

В $i-d$ – диаграмме угол между осями координат i и d равен 135° . На диаграмме id наносятся линии: изотермы $t = \text{const}$ (по температуре сухого термометра), изоэнтальпии $i = \text{const}$, постоянной относительной влажности $\phi = \text{const}$. На линии $\phi = 100\%$ значение t и t_M совпадают. Под линией $\phi = 100\%$ нанесена линия

$p_p = f(d)$ – линия парциальных давлений пара. На рис.6.2.показаны основные процессы, которые могут быть определены по id диаграмме. Если температура воздуха по сухому термометру t_A и температура мокрого термометра $t_{M A}$, то состояние воздуха определяется на $i-d$ диаграмме точкой A .

Точка росы определяется охлаждением воздуха при $d = \text{const}$. Это состояние воздуха характеризуется точкой B . Охлаждение воздуха ниже точки росы изображается линией, идущей по $\phi = 100\%$. Этот процесс $B-B'$ сопровождается уменьшением d , так как из воздуха выпадает влага при частичной конденсации конденсации пара.

Нагревание воздуха от состояния, соответствующего точке A , изображается линией $A-C$. Количество влаги при этом не изменяется. Процессу насыщения воздуха влагой при $i = \text{const}$ от состояния в точке C соответствует линии CD .

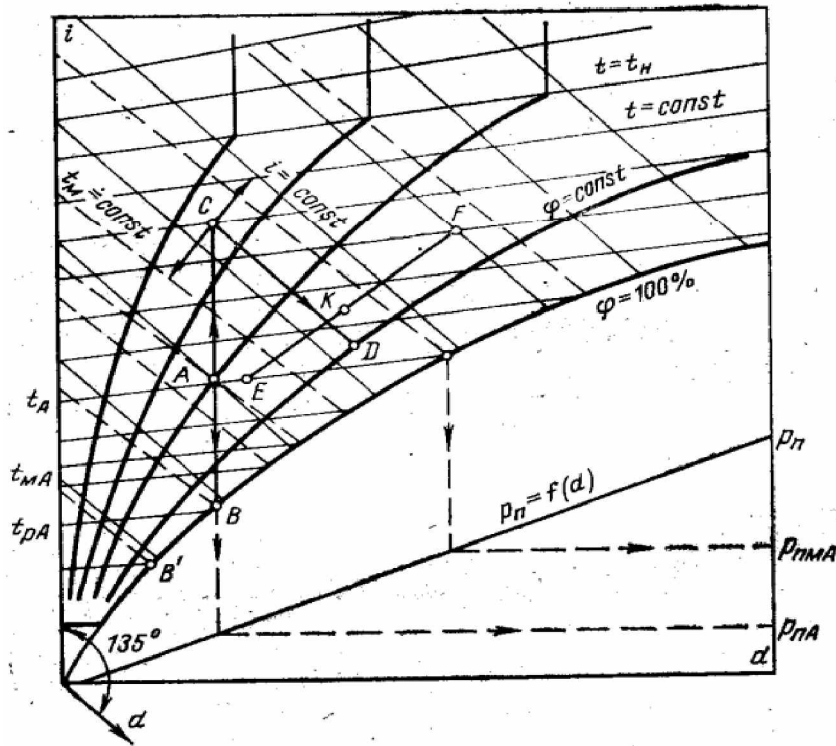


Рисунок 6.2. Диаграмма id влажного воздуха.

При увлажнении воздуха впуском в него пара новое состояние воздуха ($i_2; d_2$) определяется по начальному ($i_1; d_1$) из теплового и материального баланса процесса смешивания

$$i_2 = i_1 + d_{\Pi} \cdot i_{\Pi} \cdot 10^{-3};$$

$$d_2 = d_1 + d_{\Pi},$$

где i_{Π} и d_{Π} – энтальпия, кДж/кг и количество подаваемого пара, г на кг сухого воздуха.

На рис. 6.3 показано определение парциального давления пара для состояния A влажного воздуха и $p_{\Pi MA}$ для той же температуры воздуха.

При смешении двух объёмов влажного воздуха с массами m_1 и m_2 состояние смеси соответствует точке K , лежащей в id – диаграмме на прямой $E-F$ (рис 6.2), конечные точки которой соответствуют состояниям смешиваемых масс воздуха $m_1(E)$ и $m_2(F)$.

Положение точки K определяется соотношением

$$EK = EF \cdot \frac{m_2}{m_1 + m_2};$$

$$KF = EF \cdot \frac{m_1}{m_1 + m_2}.$$

Если влажный воздух будет соприкасаться с открытой поверхностью воды,

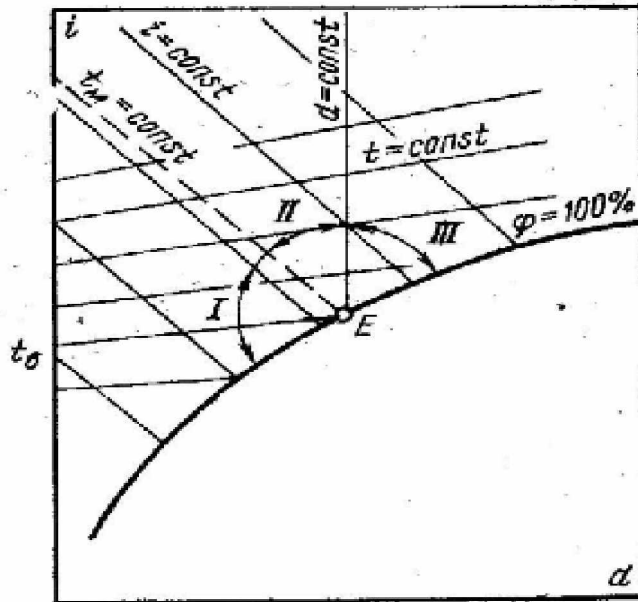


Рисунок 6.3. Часть диаграммы $i-d$ влажного воздуха.

имеющей температуру t_B , то между влажным воздухом и водой в общем случае будет происходить массообмен и теплообмен.

Если в точке E (рис.6.3.), соответствующей состоянию насыщенного воздуха, имеющего температуру t_B , провести линию $d = \text{const}$ и $t_M = \text{const}$, то диаграмма $i-d$ разделится на 3 части:

I – вода испаряется и охлаждается, следовательно, воздух насыщается влагой и нагревается от поверхности воды;

II – вода испаряется и нагревается, воздух насыщается и охлаждается;

III – пар из воздуха конденсируется на поверхности воды и воздух охлаждается.

Пример 6.1. Определить относительную и абсолютную влажность, влагосодержание и энтальпию влажного воздуха, если парциальное давление водяного пара 21 мм рт. ст. Температура и давление влажного воздуха $t = 35^\circ\text{C}$ и $p = 745$ мм рт. ст.

Решение.

По таблицам насыщенного пара при $t = 35^\circ\text{C}$ определяем $p_{\text{п.м.}} = 5.6 \text{ кПа} = 42 \text{ мм рт. ст.}$; $\rho_{\text{п.м.}} = 0.0396 \text{ кг/м}^3$. Относительная влажность

$$\varphi = p_{\text{п}} / p_{\text{п.м.}} = 21/42 = 0,5 = 50\%.$$

Абсолютная влажность

$$\rho_{\text{п}} = \varphi \cdot \rho_{\text{п.м.}} = 0,5 \cdot 0,0396 = 0,0198 \text{ кг/м}^3.$$

Влагосодержание

$$d = 622 \cdot \frac{P_{\Pi}}{P - P_{\Pi}} = 622 \cdot \frac{21}{745 - 21} = 18 \text{ г/кг} = 0,01 \text{ кг/кг}.$$

Энтальпия

$$i = i + d \cdot (2500 + 1,93 \cdot t) = 35 + 0.018 \cdot (2500 + 1.93 \cdot 35) = 81,2 \text{ кДж/кг}.$$

Лекция № 7

7. ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА

7.1. Общие понятия

Теплообменом называется любой процесс переноса теплоты.

Теория теплообмена впервые была разработана в работах Ломоносова М.В. в 1744 году и свое развитие получила в работах французского ученого Фурье Жан Батист Жозеф в 1822 году.

В соответствии со вторым началом термодинамики теплота самопроизвольно переходит от более нагретого тела к менее нагретому. Процесс теплообмена протекает тем интенсивнее, чем больше разность температур тел, обменивающихся теплотой различают три способа переноса теплоты в природе: **теплопроводностью (кондуктивный), конвекцией и излучением.**

Теплопроводность рассматривается как самостоятельный процесс, который может протекать только в твердых телах или при контакте двух тел. В жидкостях (капельных и газах) теплопроводность понимается как процесс, протекающий совместно с конвекцией или радиацией (излучением), или с обоими этими процессами одновременно.

Рассмотрим процесс передачи теплоты теплопроводностью в твердой стенке.

8.2. Перенос теплоты теплопроводностью через плоскую стенку

Обязательным условием процесса передачи тепла теплопроводностью является разность температур поверхностей стенки. Передача тепла теплопроводностью осуществляется в сплошной среде элементарными частицами: атомами, ионами, электронами. В металлах основную роль играют свободные электроны. В газах и жидкостях передача тепла осуществляется путем диффузии (перемещения) атомов и молекул газа.

При этом частицы газа, обладающие большей кинетической энергией и имеющие более высокую температуру. При столкновении с другими частицами, имеющие меньший энергетический потенциал, отдают им часть своей кинетической энергии.

В диэлектриках (изоляторах) и жидкостях тепло передается за счет упругих колебаний ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки.

Теория теплопроводности основывается на гипотезе Фурье .

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial x},$$

где q – плотность теплового потока, Вт/м²; λ коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплопроводности, Вт/м·К; t - температура, град.;
 x – координата

Если тепловой поток не изменяется по времени и если при этом остаются постоянными температуры поверхностей стенок, то такой процесс называется установившемся или **стационарным**, т.е. $t = f(x, y, z)$?; при

$$\frac{\partial t}{\partial x} = 0$$

Нестационарным или неустановившимся называется процесс, когда значение температуры определяется не только положением точки нагрева, но и временем, т.е

$$t = f(x, y, z, \tau); \quad \frac{\partial t}{\partial x} \neq 0;$$

при $\frac{\partial t}{\partial x} > 0$ - происходит повышение температуры или нагрев; при $\frac{\partial t}{\partial x} < 0$ процесс охлаждения.

В стационарном процессе тепловой поток прямо пропорционален площади поверхности стенки, разности температур на обеих её поверхностях (температурному напору) и обратно пропорционален толщине стенки (закон Фурье) для однослойной стенки:

$$Q = \lambda \cdot F (t'_{\text{СТ}} - t''_{\text{СТ}}) / \delta, \quad (7.1).$$

где Q – тепловой поток, Вт; F – площадь поверхности, м²; δ – толщина стенки, м; t' и t'' – температурный напор (разность температур поверхностей стенки), °С
(рис. 7.1.а); λ теплопроводность материала стенки; Вт/(м² ·С), или Вт/(м²·К).

Теплопроводность (коэффициент теплопроводности) характеризует способность тел проводить теплоту и зависит, главным образом, от природы тела, а также т от его относительной влажности и пористости. Влага, заполняя поры тела увеличивает теплопроводность, а пористость тела, наоборот уменьшает её (воздух в 20-25 раз хуже проводит тепла, чем вода).

Если обе части уравнения (7.1) разделим на площадь поверхности стенки F , то получим уравнение по передаче величины, называемой **поверхностной плотностью теплового потока**:

$$q = Q/F = \lambda \cdot (t'_{\text{СТ}} - t''_{\text{СТ}})/\delta \text{ или } q = (t'_{\text{СТ}} - t''_{\text{СТ}})/R, \quad (7.2).$$

Здесь q – поверхностная плотность теплового потока Вт/м^2 ;

R – термическое сопротивление стенки, равное отношению толщины стенки к её теплопроводности ($R = \delta/\lambda$), $\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C/Вт}$.

В этом виде уравнение (7.2) аналогично математическому выражению закона Ома.

Поверхности нагрева паровых котлов часто бывают покрыты сажей и накипью. При этом тепловой поток, проходя через стенку, как бы преодолевает сопротивление трех слоев: сажи, металла стенки и накипи.

Рассмотрим передачу теплоты через трехслойную стенку, на рис. 7.1.б

Допустим, что толщины слоев соответственно δ_1 , δ_2 , и δ_3 и что тепловой поток направлен от левой поверхности к правой. При этом температуры стенок $t'_{\text{СТ}} > t''_{\text{СТ}} > t'''_{\text{СТ}} > t^{\text{IV}}_{\text{СТ}}$.

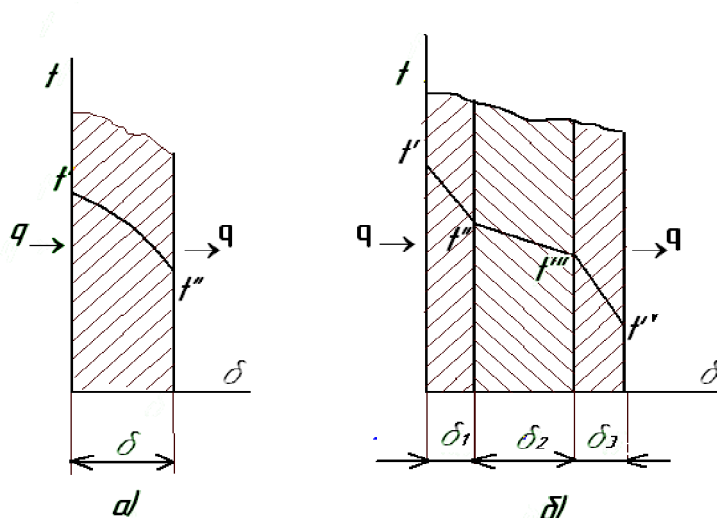


Рисунок 7.1. Передача теплоты теплопроводностью через однослойную (а) и трехслойную (б) стенки.

Теплопроводности слоев пусть равны соответственно λ_1 , λ_2 и λ_3 , тепловые сопротивления R_1 , R_2 , и R_3 , ($R_1 = \delta_1/\lambda_1$, $R_2 = \delta_2/\lambda_2$, и $R_3 = \delta_3/\lambda_3$).

При установившемся тепловом режиме поверхностная плотность теплового потока q , проходящего через каждый слой плоской стенки одна и та же, причем:

для первого слоя - $q = (t'_{\text{СТ}} - t''_{\text{СТ}})/R_1$;

для второго слоя - $q = (t''_{\text{СТ}} - t'''_{\text{СТ}})/R_2$;

для третьего слоя - $q = (t'''_{CT} - t^{IV}_{CT})/R_3$.

Из этих трех уравнений находим, что:

$$(t'_{CT} - t''_{CT}) = q \cdot R_1; \quad (a)$$

$$(t''_{CT} - t'''_{CT}) = q \cdot R_2; \quad (б)$$

$$(t'''_{CT} - t^{IV}_{CT}) = q \cdot R_3. \quad (в)$$

Сложим почленно левые и правые части уравнений (а), (б) и (в) получим

$$(t'_{CT} - t^{IV}_{CT}) = q \cdot (R_1 + R_2 + R_3). \quad (г)$$

Из этих уравнений получим в окончательном виде.

$$q = (t'_{CT} - t^{IV}_{CT})/R = (t'_{CT} - t^{IV}_{CT})/(R_1 + R_2 + R_3). \quad (7.3).$$

В большинстве теплообменных аппаратов перенос теплоты происходит через стенки круглых трубок, причем если греющее тело проходит внутри трубок, то тепловой поток направлен от внутренних стенок к наружным стенкам и наоборот, когда греющая среда протекает снаружи.

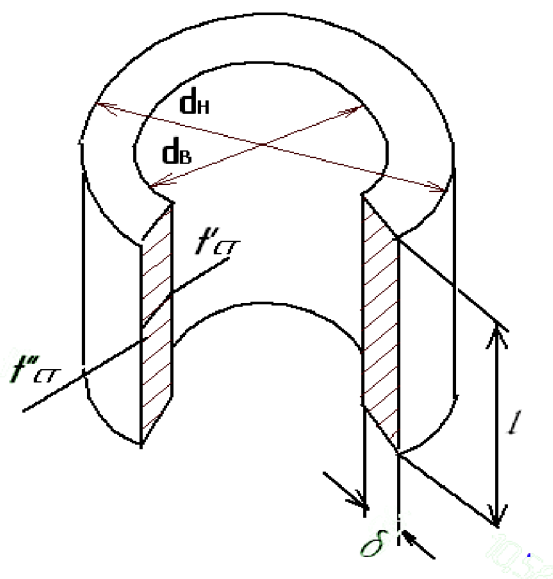


Рисунок 7.2 Передача теплоты теплопроводностью через цилиндрическую стенку изнутри наружу.

При передаче теплоты через цилиндрическую поверхность, даже при постоянном значении теплового потока, плотность его на наружной и внутренней поверхностях стенки различна. Это объясняется тем что наружная поверхность больше внутренней. Поэтому для практических целей с достаточной точностью можно искомую поверхность определить по среднему диаметру:

$$d_{CP} = 0,5 \cdot (d_н + d_в),$$

где $d_в$ и $d_н$ – внутренний и наружный диаметры цилиндра.

Если длину цилиндра обозначить через ℓ , то искомая площадь поверхности равна

$$F_{CP} = \pi \cdot d_{CP} \cdot \ell = 0,5 \cdot \pi \cdot (d_H + d_B) \cdot \ell.$$

Заменяв толщину стенки δ на $0,5 \cdot (d_H + d_B)$, и, подставив F_{CP} в уравнение (7.1) получим

$$Q = \lambda \cdot \pi \cdot \ell \cdot [(d_H + d_B) / (d_H - d_B)] \cdot (t'_{CT} - t''_{CT}) \quad (8.4)$$

Точное определение значения теплового потока через однослойную стенку любой формы (плоскую, цилиндрическую или сферическую) можно произвести по обобщенной формуле

$$Q = \lambda \cdot F_m (t'_{CT} - t''_{CT}) / \delta, \quad (7.5).$$

где F_m – средняя поверхность стенки:

а) для плоской стенки $F_m = 0,5 \cdot (F' + F'') = F$, где $F' = F'' = F$ – площадь поверхности стенки;

б) средняя площадь цилиндрической поверхности равна среднему логарифмическому значению площадей F' и F'' , определяется по формуле

$$F_m = \frac{F - F'}{2,3 \lg(F_1/F_2)} = \phi \cdot \sqrt{F' \cdot F''},$$

где ϕ – поправочный коэффициент, значение которого зависит от отношения площади наружной поверхности F' к площади внутренней поверхности F'' .

В табл. 7.1 приведены значения ϕ в зависимости от отношения F'/F'' .

Таблица 7.1.

Поправочный коэффициент ϕ для расчета средней цилиндрической поверхности

F'/F''	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
ϕ	1,0	1,0014	1,0047	1,009	1,014
F'/F''	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0
ϕ	1,020	1,051	1,082	1,111	1,139

в) Средняя площадь сферической поверхности равна средней геометрической площади наружной и внутренней поверхностей:

$$F_m = \sqrt{F' \cdot F''}.$$

Контрольные вопросы.

1. Что называется теплообменом ?

2. Что такое тепловой поток ?
3. Что такое поверхностная плотность теплового потока?
4. Какие величины влияют на теплопроводность ?
5. Что такое тепловое сопротивление ?
6. Где больше поверхностный тепловой поток, проходящий через цилиндрическую стенку, на внутренней или на внешней её поверхности ?

Лекция № 8

8. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН.

Конвективным теплообменом или теплоотдачей называется процесс совместной передачи теплоты конвекцией и теплопроводностью от поверхности твердой стенки к потоку омывающей ее жидкости или от потока жидкости к стенке.

Тепловой поток Q при конвективном теплообмене пропорционален площади поверхности стенки и разности температур жидкости и стенки. Он рассчитывается по уравнению Ньютона – Рихмана:

$$Q = \alpha \cdot F \cdot (t_1 - t_2),$$

где F – площадь поверхности, через которую происходит теплопередача, м^2 ; t_1 – температура нагревающего тела, $^{\circ}\text{C}$;

t_2 – температура нагреваемого тела, $^{\circ}\text{C}$; $t_1 - t_2$ – температурный напор, $^{\circ}\text{C}$; α – коэффициент пропорциональности, называемый **коэффициентом теплоотдачи**, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^{\circ}\text{C})$.

На коэффициент теплоотдачи влияют различные факторы: скорость потока жидкости, характер сил, вызывающих её движение, физические свойства самой жидкости (плотность, вязкость, теплопроводность) и прежде всего режим движения жидкости.

Как установил Отто Рейнольдс в своих опытах (1884 г.), следует различать два основных режима движения жидкости: **ламинарный и турбулентный**, описываемый различными уравнениями.

В ламинарном режиме все частицы жидкости движутся по параллельным траекториям и частицы жидкости не перемешиваются друг с другом. При этом передача теплоты от одной струи к другой происходит только теплопроводностью, а так как теплопроводность жидкостей (капельных и газов) невелика, то распространение теплоты по всей массе жидкости в ламинарном потоке происходит медленно.

В потоке турбулентного режима частицы жидкости движутся беспорядочно: каждая частица перемещается вдоль канала с некоторой скоростью, а кроме того, совершает движение перпендикулярно стенкам канала. При этом происходит перемешивание частиц жидкости и перенос теплоты из области с более высокой

температуры в область с менее высокими температурами, т.е. перенос тепла конвекцией. Кроме того, при перемешивании частиц происходит столкновение частиц и передача теплоты от одной частицы к другой.

8.1 Подобие процессов конвективного теплообмена.

Числа подобия

Определение коэффициента теплоотдачи конвекцией α теоретическим путем затруднительно, а в большинстве случаев невозможно из-за влияния большого количества факторов, влияющих на теплообмен.

Так как проведение исследований на больших экспериментальных установках довольно сложно, обычно такие исследования проводят на моделях в малых масштабах к по отношению к промышленной установке.

Условия при которых проводят исследования на моделях называют условиями подобия, которые получили **названия теориями** подобия, а результаты полученные при таком моделирования получили названия **числа (критерии) подобия**. Эти критерии носят имена ученых, которые получили по результатам исследований установившиеся критерии.

1. Число (критерий) Нуссельта (Nu).

Это число подобия определяет интенсивность конвективного теплообмена на границе стенка – жидкость. Чем интенсивнее теплообмен конвекцией, тем больше число Nu и тем больше коэффициент теплоотдачи α , это видно из формулы

$$Nu = \alpha \cdot \ell_0 / \lambda,$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); λ – теплопроводность жидкости, Вт/(м·К); ℓ_0 - определяющий линейный размер, м. Это может быть диаметр трубы или длина плиты, вдоль которой происходит теплоотдача.

Как отмечено выше теплоотдача конвекцией определяется большим числом факторов или критериями, определяющими качество теплообмена, и учитываемых числом Nu.

2. Число Рейнольдса (Re).

Это число подобия определяет характер движения жидкости $Re = w_0 \cdot \ell_0 / \nu$, где w_0 – средняя линейная скорость жидкости определяется отношением объемного расхода к площади сечения потока м/с:

$$w_0 = V_t / f,$$

(здесь V_t – объемный расход, $\text{м}^3/\text{с}$; f – площадь поперечного сечения канала, м^2);

ν – кинематическая вязкость жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$, являющаяся одним из свойств жидкости, оказывающее сопротивление относительному движению (сдвигу) частиц жидкости. Её можно определить

из динамической вязкости жидкости μ , $\text{Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$ по соотношению

$$\nu = \mu / \rho, \text{ где } \rho - \text{плотность жидкости, } \text{кг}/\text{м}^3.$$

Например, коэффициент кинематической вязкости воды от температуры определяется по формуле

$$\nu = \frac{0,0178}{(1 + 0,0337t + 0,000221t^2) \cdot 10^4}$$

Для каналов некруглого сечения вместо внутреннего диаметра вводится параметр – эквивалентный диаметр.

Движение жидкости остается ламинарным, пока безразмерное число Рейнольдса меньше 2320 ($Re < 2320$). При $Re > 10000$ режим движения жидкости считается турбулентным. При числах $2320 < Re < 10000$ – режим переходной, от ламинарного к турбулентному, т.е. неустойчивый.

3. Число Прандтля (Pr).

Это число определяет физические свойства жидкости:

$$Pr = \nu / a ,$$

где a температуропроводность жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$.

Число Pr для идеальных газов зависит от их атомности.

Число Pr

Для идеальных газов одноатомных.....0,67

двухатомных.....0,72

трехатомных.....0,80

Для реальных газов незначительно зависит от температуры.

Для капельных жидкостей меняется от 0°C до 130°C , и при температурах выше 130°C принимается $Pr = 1$. Для стенки число Pr принимается равное 1.

4. Число подобия **Графсгофа (Gr)** определяет соотношение подъемной силы, вызываемой разностью плотностей холодных и нагретых частиц жидкости, и сил

молекулярного трения, т.е. Gr характеризует интенсивность свободного движения жидкости:

$$Gr = \beta \cdot g \cdot \ell_0^3 \cdot \Delta t / \nu^2,$$

где β – температурный коэффициент объемного расширения, K^{-1} ; (для идеальных газов $\beta = 1/273B15 \cdot K^{-1}$); g – ускорение свободного падения, m/s^2 ; Δt – температурный напор – разность температур между определяющими температурами стенки и жидкости, $^{\circ}C$.

5. Число Пекле Re является произведением чисел Re и Pr.

$$Pe = Re \cdot Pr = w_0 \cdot \ell_0 / a.$$

Обобщенное уравнение конвективного теплообмена может быть записано в таком виде

$$Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n \cdot Gr^p \cdot (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}.$$

Значение коэффициента C и показателей степени m, n и p определяется опытным путем для конкретных случаев конвективного теплообмена (при свободной конвекции и вынужденного движения жидкости, при ламинарном и турбулентном движении жидкости, при продольном и поперечном обтекании потока жидкости гладкой плиты и т.д.).

Пример 8.1. Воздух течет внутри трубы, имея среднюю температуру $t_B = 200^{\circ}C$; давление $P_1 = 1$ МПа и скорость $w = 12$ м/с. Определить коэффициент теплоотдачи от трубы к воздуху (α_1), а также удельный тепловой поток, отнесенный к 1 м длины трубы, если внутренний диаметр трубы $d_1 = 50$ мм; толщина ее $\delta = 3$ мм и теплопроводность $\lambda = 20$ Вт/(м.К). Снаружи труба омывается горячими газами. Температура и коэффициент теплоотдачи горячих газов, омывающих трубу соответственно равны $t_r = 700^{\circ}C$, $\alpha_2 = 60$ Вт/ $m^2 \cdot K$.

Решение

Вязкость газа при давлении (0,01 – 1 МПа) изменяется незначительно, поэтому принимаем для заданной температуры воздуха $t_B = 200^{\circ}C$; кинематическую вязкость (таблица 4) $\gamma = 34,85 \cdot 10^{-6}$ m^2/s ; коэффициент теплопроводности $\lambda = 3,94 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м.К), значение критерия Прандтля для воздуха, равно $Pr_B = 0,680$, для стенки $Pr_C = 1,0$ Тогда критерий Рейнольдса будет равен

$$Re_B = (w \cdot d_1) / \gamma = (12 \cdot 0,05) / 34,85 \cdot 10^{-6} = 17216,6$$

Так как режим движения жидкости (воды) турбулентный ($Re > 2000$), тогда расчет теплообмена принимаем по формуле определения критерия Нуссельта

$$Nu = 0,021 \cdot Re_{ж}^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot (Pr_{ж}/Pr_{с})^{0,25}$$

$$Nu = 0,021 \cdot 17216,6^{0,8} \cdot 0,680^{0,43} \cdot (0,680/1)^{0,25} = 39,54$$

С помощью критерия Нуссельта определяем коэффициент теплоотдачи наружной стенки трубы к воздуху по формуле

$$\alpha_1 = Nu \cdot \lambda / d_2 = (39,54 \cdot 3.94 \cdot 10^{-2}) / 0,053 = 29,39 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$$

Тепловой поток 1 м длины трубы определяем по формуле

$$Q = \pi \cdot K_1 \cdot (t_{г} - t_{в}) \cdot l,$$

где K_1 коэффициент теплопередачи для трубы

$$K_1 = 1 / [1 / (\alpha_1 \cdot d_1) + 1 / (2 \lambda) \cdot (\ln(d_2 / d_1)) + 1 / (\alpha_2 \cdot d_2)]$$

$$K_1 = 1 / [1 / (29,39 \cdot 0,05) + (1 / (2 \cdot 20)) \cdot \ln(0,053 / 0,05) + 1 / (60 \cdot 0,053)] = 1,004 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$$

$$q = \pi(d_1 + \delta) \cdot l \cdot K_1 \cdot (t_{г} - t_{в}) = 3,14 \cdot 0,053 \cdot 1 \cdot 1,004 \cdot (750 - 200) = 91,92 \text{ Вт}$$

Количество тепла, отдаваемого 1 м трубы, определяется по формуле

$$Q = \varepsilon_c \cdot C_0 \cdot F \cdot [(T_c / 100)^4 - (T_v / 100)^4],$$

где $C_0 = 5,670 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ - коэффициент абсолютно черного тела:

ε_c - степень черноты трубы, принимаем $\varepsilon_c = 0.9$.

Тепло, отдаваемое излучением от поверхности 1м трубы, будет равно

$$Q_{л} = 0.9 \cdot 5.67 \cdot 3,14 \cdot 0,053 \cdot 1 \cdot [((750+273)/100)^4 - ((200+273)/100)^4] = 8880,49 \text{ Вт/м}^2.$$

Общий тепловой поток будет равен

$$Q_{об} = q + Q_{л} = 91,92 + 8880,49 = 8972,417 \text{ Вт}$$

Ответ: $\alpha_1 = 29,39 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}$, $q = 91,92 \text{ Вт}$, $Q_{об} = 8972,417 \text{ Вт}$

Контрольные вопросы.

1. Что такое конвективный теплообмен?
2. В чем сущность конвективного теплообмена?
3. Почему в конвективном теплообмене при переходе ламинарного движения в турбулентное условия теплообмена улучшаются?
4. Что такое определяющий размер?
5. Как изменяется критерий Прандтля?
6. Что характеризует критерий Рейнольдса?
7. Что характеризует критерий Грасгофа ?

Лекция № 9
9. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ
9.1. Основные законы излучения

Теплообмен излучением происходит непрерывно между телами, произвольно расположенными в пространстве. Тепловое излучение свойственно всем телам: твердым, жидким и газообразным, если их температура больше 0^0 К. Спектр излучения большинства твердых и жидких тел непрерывен. Эти тела испускают лучи, различающиеся между собой длиной волны λ , а следовательно, и частотой $\nu = c/\lambda$, (где c – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме).

$$C \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с.}$$

Тепловые, или инфракрасные лучи, имеют длину волны $\lambda = 076 \div 400$ мкм.

Отражательная, поглощательная и пропускная способность тел.

Рассмотрим тело на которое падает некоторое количество тепла Q .

Некоторая часть тепла Q_R отражается от поверхности тела; Q_A – поглощается данным телом; Q_D – пропускается этим телом, если оно обладает прозрачностью.

На основе закона сохранения энергии $Q = Q_A + Q_R + Q_D$

Разделим обе части выражения на Q .

$$Q_A/Q + Q_R/Q + Q_D/Q = 1$$

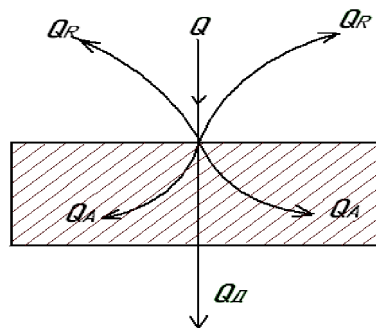


Рисунок 9.1 Схема отражательной, поглощательной и пропускной способности тел.

$Q_A/Q = A$ – отношение поглощенного тепла к общему теплу называется поглотительной способностью тела. $Q_R/Q = R$ – отношение отраженного тепла к общему- отражательная способность тела. $Q_D/Q = D$ – отношение пропущенного тепла к общему - пропускная способность тела.

$$A + R + D = 1$$

Необходимо различать зеркальное и диффузное отражение. При зеркальном отражении отраженный луч находится в плоскости падающего луча и подчиняется законам геометрической оптики (угол падения равен углу отражения). Если отраженный луч не находится в плоскости падающего луча, то отражение диффузное.

Тела, которые диффузно отражают всю падающую на них энергию, называются абсолютно белыми; ($R = 1$; $A = 0 = D$).

Тело, которое поглощает всю падающую на него энергию, называется абсолютно черным.

Тело, которое пропускает всю падающую на него энергию, называется прозрачным или диатермичным.

Все твердые тела, за исключением стекла и слюды, относятся к непрозрачным телам. Для прозрачных тел $D = 1$; $A = 0 = R$. Примером прозрачного тела может служить чистый воздух или другие одноатомные или 2-х атомные газы. Для этих газов можно считать, что $D=1$, так как одно- и двухатомные газы не поглощают и не излучают энергию. Наличие примесей в газе (пыль, твердые частицы, или трехатомные газы: CO_2 , CO , H_2O) приводят к тому, что газ поглощает и пропускает всю падающую на него энергию.

Газы без твердых частиц отражательной способностью не обладают, т.е. $R = 0$;

$$A + D = 1.$$

Абсолютно черных и абсолютно белых тел в природе не бывает. Идеальное зеркало отражает около 98 % падающей энергии, а сажа поглощает порядка 97-98% падающей энергии.

Моделью абсолютно черного тела является шар с внутренней зеркальной поверхностью. Луч, попадающий внутрь шара через небольшое отверстие, не покидает его и остается внутри.

Энергия излучения, испускаемая абсолютно черным телом, распределяется неравномерно по отдельным длинам волн. Каждой длине луча при определенной температуре соответствует определенная спектральная интенсивность излучения J_λ , под которой понимается **отношение поверхностной плотности потока излучения q для определенного интервала длин волн к данному интервалу длин волн $\Delta\lambda$** .

Рассмотрим основные законы электромагнитного излучения.

1. Закон Планка. *Интенсивность излучения абсолютно черного тела $J_{S,\lambda}$ и любого реального тела J_λ зависит от температуры T и длины волны λ .*

Из рисунка 10.1 следует, что при длине волны $\lambda = 0$ интенсивность излучения $J_{S,0} = 0$; с увеличением длины волны, а также температуры поверхности T при той же λ интенсивность излучения увеличивается.

2. Закон Вина. По закону Вина, максимальное значение интенсивности излучения соответствует длине волны, определяемой по формуле

$$\lambda_{S, \max} = 2,9 / (10^3 \cdot T), \quad (9.1)$$

где T – абсолютная температура поверхности, К;

$\lambda_{S, \max}$ – длина волны, отвечающая максимальной интенсивности излучения, м.

Из рис. 10.1 видно, что с повышением температуры интенсивность излучения смещается в сторону коротких волн. Поэтому **закон Вина называется также законом смещения.**

3. Закон Стефана (1879 г.) – Больцмана (1884 г.).

Стефан и Больцман установили, что поток излучения абсолютно черного тела пропорционален четвертой степени его абсолютной температуре и площади поверхности излучения

$$Q_S = \sigma_S \cdot F \cdot T^4, \quad (9.2)$$

где Q_S поток излучения абсолютно черного тела, Вт;

σ_s – коэффициент пропорциональности, равный $5,67 \cdot 10^{-8}$, Вт/(м²·К⁴); F – площадь поверхности излучения, м².

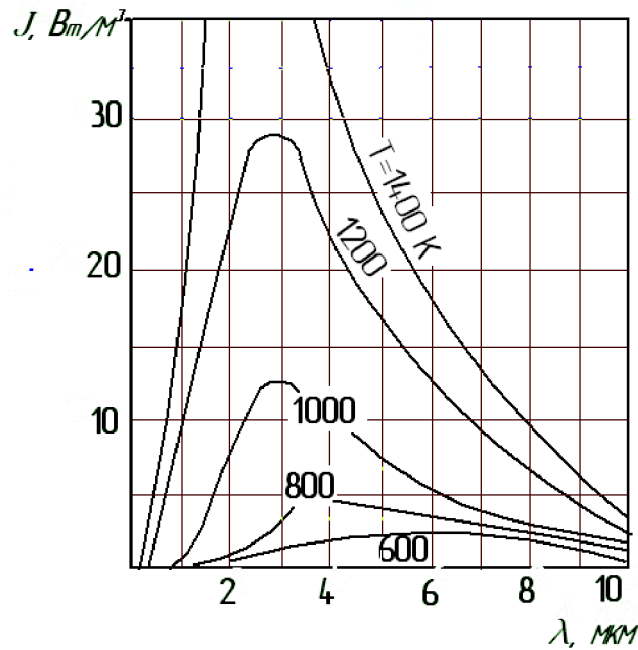


Рисунок 9.2. Зависимость интенсивности излучения абсолютно черного тела от длины волны.

Для удобства вычисления формулу (10.2) представляют в следующем виде

$$Q_s = C_s \cdot F \cdot (T/100)^4, \quad (9.3)$$

где C_s – постоянная излучения абсолютно черного тела, равная $C_s = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Для реальных тел понятие о сером излучении, аналогичном излучению абсолютно черного тела, обладающего сплошным спектром. Интенсивность серого излучения для каждой длины волны J_λ при любой температуре составляет лишь часть интенсивности излучения абсолютно черного тела $J_{s,\lambda}$:

$$J_{s,\lambda} = \varepsilon \cdot J_\lambda,$$

откуда следует, что

$$\varepsilon = J_\lambda / J_{s,\lambda} = \text{const}, \quad (9.4)$$

где ε – степень (доля) черноты серого тела, зависящая от его физических свойств ($\varepsilon < 1$).

Поток излучения серого тела определяется по формуле

$$Q = \varepsilon Q_S = \varepsilon \cdot C_S \cdot F \cdot (T/100)^4$$

Для абсолютно черного тела $\varepsilon = 1$, а для абсолютно белого тела $\varepsilon = 0$. Например для черного бархата $\varepsilon = 0,98 \div 0,99$.

4. Закон Кирхгофа. По этому закону, отношение излучательной способности тела к его поглащательной способности одинаково для поверхностей всех серых тел, имеющих одну и ту же температуру, и равно *излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре*. Это значит, что если тело обладает малой поглащательной способностью, то оно обладает и малой излучательной способностью.

5. Закон Ламберта. Устанавливает *зависимость интенсивности излучения абсолютно черного тела и тел, обладающих диффузным излучением, от направления излучения*. По этому закону максимальное количество энергии передается излучением к поверхности в перпендикулярном направлении. Количество энергии, излучаемой в других направления пропорционально углу отклонения от перпендикуляра падающего луча, т.е от $\cos \varphi$, где φ – угол отклонения от перпендикуляра.

9.2. Теплообмен между твердыми телами

Пусть теплообмен излучением происходит между двумя плоскими параллельными стенками. Стенки разделены прозрачной средой; температуры стенок T_1 и T_2 , причем $T_1 > T_2$. Площади поверхностей излучения соответственно $F_1 = F_2 = F$ (рис.10.2)

Расчетное уравнение для потока излучения имеет вид

$$Q_{1,2} = C_{\text{пр}} \cdot F \cdot [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (9.5)$$

где $C_{\text{пр}}$ – приведенный коэффициент излучения двух стенок, равный $C_{\text{пр}} = \varepsilon_{\text{пр}} \cdot C_S$, здесь $\varepsilon_{\text{пр}}$ приведенная степень черноты двух стенок, определяемая по формуле (10.6). Где ε_1 и ε_2 – коэффициенты черноты соответственно первой и второй стенок.

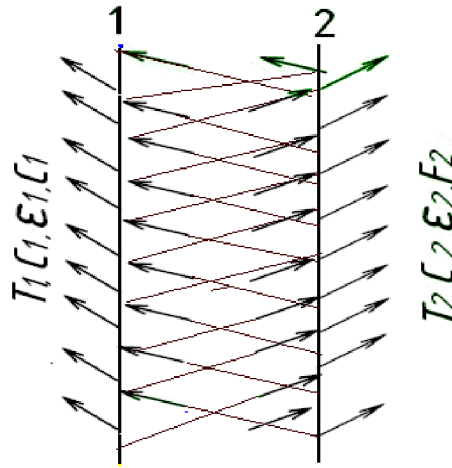


Рисунок 9.3. Схема теплообмена между двумя плоскими параллельными стенками

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}; \quad (9.6)$$

$$C_{\text{пр}} = \frac{1}{1/C_1 - 1/C_2 - 1/C_s}; \quad (9.7)$$

где C_1 и C_2 – коэффициенты излучения первой и второй стенок. Вт/ (м² · К⁴).

Пример 9.1. Определить удельный лучистый тепловой поток q (в ваттах на квадратный метр) между двумя параллельно расположенными плоскими стенками, имеющими температуру $t_1 = 500^\circ\text{C}$ и $t_2 = 50^\circ\text{C}$ и степени (коэффициенты) черноты $\varepsilon_1 = 0,7$ и $\varepsilon_2 = 0,58$. Определить q при наличии экрана со степенью черноты $\varepsilon_3 = 0,032$ (с обеих сторон).

Решение Лучистый тепловой поток между двумя стенками площадью $F = 1 \text{ м}^2$ определяется по формуле

$$Q = \varepsilon_{\text{пр}} * C_0 * F * [(T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4],$$

где $C_0 = 5,670 \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$ - коэффициент абсолютно черного тела: F - площадь поверхности излучения тела, м².

Приведенная степень черноты определяется по формуле

$$\varepsilon_{\text{пр}} = 1 / [(1 / \varepsilon_1) + (1 / \varepsilon_2) - 1] = 1 / [(1 / 0,7) + (1 / 0,58) - 1] = 0,4645$$

$$T_1 = 500 + 273 = 773 \text{ K}, \quad T_2 = 50 + 273 = 323 \text{ K}$$

$$Q_1 = 0.4645 \cdot 5,67 \cdot 10^8 \cdot [(773/100)^4 - (323/100)^4] = 9116.77 \text{ Вт}$$

При установке экрана

$$\varepsilon_{\text{пр}} = 1 / [(1/\varepsilon_1) + (1/\varepsilon_2) + 2 \cdot (1/\varepsilon_3) - 1] = 1 / [(1/0.7) + (1/0.58) + 2 \cdot (1/0.032) - 1] = 0.01547$$

$$Q_2 = 0.01547 \cdot 5,67 \cdot 10^8 \cdot [(773/100)^4 - (323/100)^4] = 303.63 \text{ Вт}$$

Ответ: $Q_1 = 9116.77 \text{ Вт}$, $Q_2 = 303.63 \text{ Вт}$, или $Q_1 / Q_2 = 30$ раз

Контрольные вопросы.

1. Что представляет собой теплообмен излучением ?
2. Что характеризует закон Планка ?
3. Как описывает теплообмен излучением закон Стефана-Больцмана ?
4. Что такое приведенный коэффициент излучения ?

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

1. Баскаков А.П., Гуревич, и др. Общая теплотехника. – М.: Энергия. 1972 г.
2. Техническая термодинамика: Учебник для вузов/ Лобанов В.В., Ясников Г.П., Гордон Я.М., Телегин С.А. – М.: Metallurgy, 1992. 240 с.
3. Рабинович О.М. Сборник задач по технической термодинамике. -М.: «Машиностроение». 1969.
4. Ерохин В.Г., Маханько М.Г. Сборник задач по основам гидравлики и теплотехнике.- М.: «Энергия». 1979. 240 с.

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

Составители: Сахно Александр Евгеньевич
Лебедев Александр Николаевич
Гайдарь Олег Георгиевич

Конспект лекций
Теоретические основы теплотехники
для студентов неэнергетических специальностей

Составители: Лебедев Александр Николаевич,
Сахно Александр Евгеньевич

Донецк, ДонНТУ 2005 г.

