

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАНА

ТАШКЕНТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени Абу Райхана Беруни

На правах рукописи

КАЛАНДАРОВ СУРАТ ПАРМАНОВИЧ

ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКАЯ (ТЕПЛОВОЕ) ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ТЕРМОДИНАМИКА НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЁННЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН.

Соискательная дипломная работа

Под руководство

Григорьев Юрий Александрович

Ташкент 2012

ВВЕДЕНИЕ

Теплосиловые установки делятся на три основные группы: двигатели внутреннего сгорания (ДВС), в которых процесс подвода теплоты (сжигания топлива) и процесс превращения ее в работу происходят внутри цилиндра двигателя; газотурбинные установки (ГТУ) и реактивные двигатели, в которых процесс сжигания топлива также является составной частью рабочего процесса; паросиловые установки, где сообщение теплоты рабочему телу происходит в отдельном агрегате – паровом котле (парогенераторе), а превращение теплоты в работу – в паровой турбине.

Общим для циклов тепловых двигателей первых двух групп является использование в качестве рабочего тела газообразных продуктов сгорания топлива, которые на протяжении всего цикла находятся в одном и том же агрегатном состоянии, и при относительно высоких температурах их можно считать идеальным газом.

Характерной чертой третьей группы теплосиловых установок является использование таких рабочих тел, которые в цикле претерпевают агрегатные изменения – жидкость, насыщенный пар, перегретый пар, и подчиняются законам реального газа.

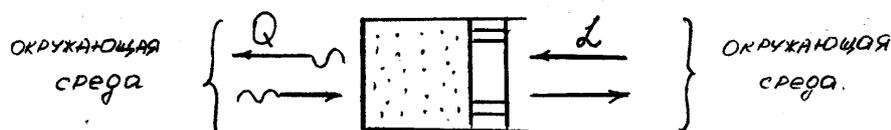
В реальных тепловых двигателях преобразование теплоты в работу связано с протеканием сложных необратимых процессов, учет которых делает термодинамический анализ циклов невозможным. В связи с этим для выявления основных факторов, влияющих на эффективность работы установок, действительные процессы заменяют обратимыми термодинамическими процессами, допуская применение для их анализа термодинамических методов. Такие циклы называют теоретическими.

В соответствии с этим анализ циклов тепловых двигателей проводится в два этапа: сначала анализируется теоретический (обратимый) цикл, а затем реальный (необратимый) с учетом источников необратимости.

Свойства идеальных газов и их смесей.

Термодинамическая система

Термодинамической системой называется система материальных тел (одно тело рабочее), находящихся во взаимодействии друг с другом и с окружающей ее средой.



Наиболее простым примером термодинамической системы может служить идеальный газ, находящийся в цилиндре под поршнем. Окружающую среду задают источниками тепла и объектом работы.

Взаимодействуя, система и окружающая среда обменивается энергией. Различают два взаимодействия – механическое и тепловое.

Механическое взаимодействие заключается в том, что система (над системой) совершает работу.

Работа – мера той энергии, которой обмениваются тела при их механическом взаимодействии. Работу обозначают через L и считают положительной, если она совершается самой системой и отрицательной, если она совершается над системой.

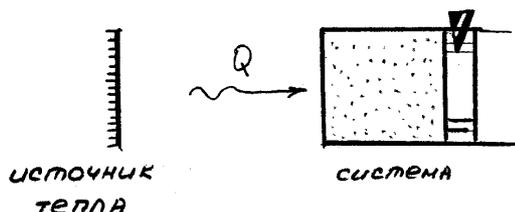


Рис 2

Термическая (тепловое) взаимодействие заключается в том, что система получит теплоту путем теплообмена. При теплообмене газ нагревается, энергия его увеличивается.

Теплота – мера той энергии, которой обмениваются тела при их тепловом взаимодействии. Теплоту обозначают через Q и считают положительной, если она подводится к системе и отрицательной, если отводится от системы.



Рис 3

Взаимодействие разного рода могут выполняться одновременно. Примером может служить термодинамическая система, показанная на рис.3.

Состояние системы. Параметры состояния.

Под состоянием системы понимают совокупность всех физических свойств системы.

Параметрами состояния называют признаки, характеризующие систему (рабочее тело, например идеальный газ), как целое. К ним относятся температура, давление, уд. объем и т.д.

Для определения состояния системы надо указать численные значения всех параметров. Последнее возможно, если будут установлены единицы и способы измерения этих физических величин.

Твердое знание размерности параметров имеет большое значение при решении теоретических и практических задач.

Температура – некоторая энергетическая характеристика теплового состояния системы (рабочего тела).

Повседневный опыт учит, что Q всегда переходит от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой.



Рис 4

Так если $T_1 > T_2$, то тепло будет переходить от тела 1 к телу 2. Если $T_1 = T_2$ то $Q = 0$ и тела будут находиться в тепловом равновесии.

Температура тела, измеряемая посредством термометрического устройства с реальным термометрическим веществом (например, ртуть) называется опытной (эмпирической) и

обозначается t . В технике измерений температуры пользуются международной практической шкалой Цельсия (С). В этой шкале отрезок между температурой кипения воды 100С и таяние льда при нормальном атмосферном давлении разбит на 100 равных частей (градусов).

Согласно выводам молекулярно-кинетической теории абсолютная температура является мерой средней кинетической энергии поступательного движения молекул идеального газа. При уменьшении скорости движения молекул температура падает, при увеличении – повышается.

Математическая зависимость между скоростью движения и температурой определяется формулой:

$$K \cdot T = \frac{2}{3} \cdot m \cdot \frac{w^2}{2}$$

Здесь m - масса молекул;

w - средняя квадратичная скорости поступательного движения молекул

K – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Вывод из формулы (1):

1. Абсолютная температура, величина положительная ($T > 0$).
2. При $T = 0$ прекращается тепловое движение молекул ($w = 0$).
3. Абсолютная температура T – величина статическая, характеризующая свойства совокупности очень большого числа частиц (молекул).

Для отдельных частиц или небольшого их числа температура смысла не имеет.

Параметром состояния является абсолютная температура T , измеряется по шкале Кельвина (T К). В шкале Кельвина точка таяния льда соответствует 273,15 К. Между абсолютной температурой и температурой по международной практической Цельсия существуют следующие соотношения:

$$T^{\circ}K = t^{\circ}C + 273,15 \text{ приблизительно } T = t + 273$$

Давление – численно равно силе, приходящейся на единицу поверхности.

Единица давления 1Н/м=1Па, т.к. эта единица очень мала то часто пользуются более крупной внесистемной величиной, называемой «бар».

$$1 \text{ [бар]} = 10^5 \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \right] = 10 \left[\frac{\text{Н}}{\text{см}^2} \right]$$

$$\text{килопаскаль } 1 \text{ [кПа]} = 10^3 \text{ [Па]} = 10^3 \left[\frac{\text{Н}}{\text{см}^2} \right]$$

$$\text{мегапаскаль } 1 \text{ [МПа]} = 10^6 \text{ [Па]} = 10^6 \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \right]$$

Давление, оказываемое газом на стенки сосуда, называется абсолютным и обозначается P . Давление окружающего воздуха измеряется барометром и называется барометрическим (B) (рис.5).

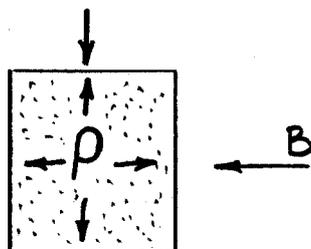


Рис 5

При изменении давления могут быть 2 случая.

1. Абсолютное давление газа выше барометрического ($P > B$).

В этом случае манометром измеряют разность между абсолютным P и барометрическим B давлениями, которые называют избыточным (манометрическим) давлением $P_{изб}$.

Тогда $P = P_{изб} + B$ (рис.6).

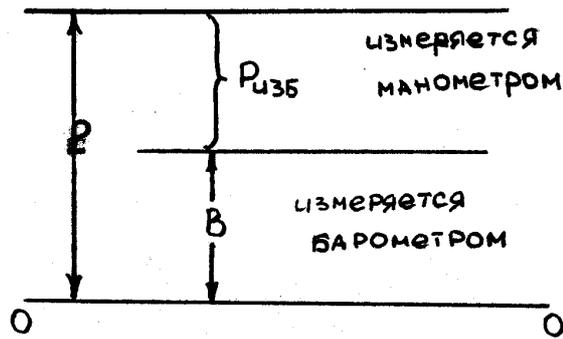


Рис 6

2. Абсолютное давление газа в сосуде ниже атмосферного ($P < B$).

В этом случае вакуумметром измеряют разность между барометрическим B и абсолютным P давлениями, которую называют вакуумом (разрежением).

Следовательно, $P = B - h$ (рис.7).

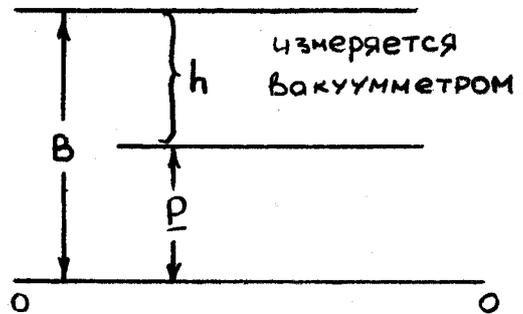


Рис 7.

Параметром состояния является абсолютное давление P . (рис.5). Молекулярно-кинетическая теория материи рассматривает давление газа как средний результат большого числа ударов молекул о стенки сосуда, в котором находится газ.

$$P = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m \cdot v^2}{2} = n \cdot k \cdot T$$

Здесь $n = N/V$ – концентрация молекул, т.е. число молекул в одном м куб. идеального газа;

V – объем занимаемый газом; N – общее число молекул данной массы газа.

Формула (2) показывает, что давление численно равно средней кинетической энергии поступательного движения молекул, заключенных в единице объема. Давление – величина статическая, характеризующая свойства совокупности большого числа частиц. Давление, как и температура T , не имеет смысла для одной молекулы или небольшого числа.

Удельный объем – объем в единице массы вещества (газа).

$$V = v/m \left[\frac{м^3}{кг} \right]$$

Здесь V – объем вещества;
 m – масса вещества кг.

Т.к. в одном метре куб. газа могут содержаться, в зависимости от параметров состояния, разные количества газа, принято относить к 1 м куб. газа с так называемым нормальным условиям, при которых рабочее тело находится под давлением $P = 760$ мм рт.ст. и $t = 0^\circ C$, т.е. $P = 101325$ Па и $T = 273,15 K$.

Плотность – масса единицы объема вещества (газа).

$$\rho = \frac{m}{V} \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]$$

Идеальный газ. Закон идеальных газов.

При соударениях молекулы ведут себя как абсолютно упругие шары.

Молекулы идеального газа находятся в непрерывном хаотическом движении, при котором не одно направление не оказывается преимущественным. Следствием этого являются следующие свойства газа: Газ оказывает равномерное давление на стенки сосуда.

Газ равномерно заполняет весь занимаемый им объем.

На основании уравнения 1 и 2 имеем:

$$P = n \cdot k \cdot T = \frac{N}{V} \cdot k \cdot T \quad \text{или} \quad P \cdot v = N \cdot k \cdot T$$

Уравнение (3) является основным уравнением молекулярно кинетической теории идеальных газов и позволяет сделать следующие выводы:

1. При постоянной температуре ($T=\text{const}$): $PV=NkT=\text{const}$, т.к. $K=\text{const}$, для данной массы газа $N=\text{const}$.

Для единицы массы газа $PV=\text{const}$ (4).

При неизменной температуре газа произведение давления на удельный объем – величина постоянная (закон Бойля-Мариотта).

2. При постоянном давлении ($P=\text{const}$): $V/T=Nk/P=\text{const}$

Для единицы массы газа $V/T=\text{const}$;

$$V=\text{const}T \quad (5).$$

Если изменение состояния газа происходит при постоянном давлении, то удельные объемы прямопропорциональны абсолютным температурам (закон Гей-Люссака).

3. При постоянном объеме ($V=\text{const}$): $P/T=Nk/V=\text{const}$.

Следовательно, $P/T=\text{const}$;

$$P=\text{const}T \quad (6).$$

Если изменение состояния газа происходит при постоянном объеме, то давление газа прямопропорционально абсолютной температуре (закон Шарля).

4. Возьмем разные газы при условии $V_1=V_2$, $T_1=T_2$, $P_1=P_2$. Тогда из уравнения (3) находим: $N_1=N_2$.

Следовательно, в равных объемах разных газов взятых при одинаковых температуре и давлении, содержится одно и тоже число молекул (закон Авогадро).

При принятых условиях массы газов будут равны $M_1=N_1m_1$, $M_2=N_2m_2$. Разделив по членно эти равенства получим

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{m_1}{m_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{v_2}{V_1}$$

μ_1 и μ_2 - молекулярные массы газов

$$M_1 = \rho_1 V, M_2 = \rho_2 V \quad (V_1 = V_2)$$

Откуда

$$\mu_1 V_1 = \mu_2 V_2 = \mu V = \text{const} \quad (7).$$

Т.е. произведение молекулярной массы газа на удельный объем при одинаковых давлениях и температурах для всех идеальных газов – величина постоянная.

Произведение

$$\mu \cdot v = V_\mu$$

Представляет собой объем одного кмоль точка под кмолем понимают количество вещества, масса которого в кг численно равно его молекулярной массе.

Числовое значение объема одного киломоля для всех газов при нормальных условиях равно:

$$V_{\mu_0} = \mu V_0 = 22,4 \left[\frac{\text{нм}^3}{\text{МОЛЬ}} \right] \quad (8).$$

Из равенства (8) находят удельный объем и плотность газа при нормальных условиях:

$$V_0 = \frac{22,4}{\mu} \left[\frac{\text{нм}^3}{\text{кг}} \right], \quad \rho_0 = \frac{\mu}{22,4} \left[\frac{\text{кг}}{\text{нм}^3} \right] \quad (9)$$

Запишем уравнение (3) для 1 кмоль газа:

$$PV_\mu = N_\mu \cdot k \cdot T$$

Здесь $V_\mu = \mu V \left[\frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}} \right]$ объем моля, N_μ -общее число молекул в 1 кмоль газа.

Следовательно,

$$PT_\mu = N_\mu \cdot k \cdot T = R_\mu \cdot T$$

Т.к. при нормальных условиях $P=P_0=101325 \text{ [Н/м}^2\text{]}$, $T=T_0=273,15 \text{ К}$ и

$V_{\mu_0} = \mu V_0 = 22,4 \left[\frac{\text{нм}^3}{\text{МОЛЬ}} \right]$, то, подставляя эти данные в последнее уравнение

получим:

$$R_\mu = \frac{PV_\mu}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8,314 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{Град}} \right] \quad (10)$$

Тогда

$$PV_\mu = R_\mu \cdot T = 8314T, \quad P_\mu V = 8314T \quad (11)$$

Уравнение (11) связывает между собой основные термодинамические параметры T, P и V , характеризую тем самым состояние идеального газа. Поэтому его называют характеристическим уравнением (уравнением состояния) 1 кмоль идеального газа.

Разделив (11) на m , находим:

$$PV = \frac{8314}{\mu} \cdot T = RT, \quad PV = RT \quad (12)$$

уравнение состояния для единицы массы идеального газа.

Здесь

$$R = \frac{8314}{\mu} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right] \quad (13)$$

называется газовой постоянной. Зависимость (13) позволяет найти газовую постоянную для любого идеального газа, если известна его молекулярная масса.

Калорические параметры состояния (внутренняя энергия, энтальпия и энтропия).

Как уже отмечалось, кроме термических параметров состояния (P , V , T) существуют так называемые калорические параметры состояния, которые ранее измерялись в калориях и отсюда получили свое название.

К калорическим параметрам состояния относятся внутренняя энергия U , энтальпия I , энтропия S .

Внутренняя энергия. Любая термодинамическая система (тело) в каждом состоянии обладает запасом полной энергии E , которая состоит из внутренней энергии U , зависящей от внутреннего состояния тела, и внешней энергии $E_{\text{внеш}}$, связанной с движением тела как целого и положением его в каком либо внешнем поле сил (например, в поле сил тяжести), т.е. $E=U+E_{\text{внеш}}$

Если тело не движется, а влияние внешнего поля сил можно пренебречь, то полная энергия будет представлять собой только внутреннюю энергию. Поскольку величина внутренней энергии тела зависит от его массы, то обычно рассматривают удельную величину внутренней энергии, отнесенной к 1кг: $u=U/m$.

С молекулярной точки зрения внутренняя энергия состоит из энергии хаотического (теплого) движения молекул, определяемой параметрами теплового состояния P, V, T , химическая энергия, внутриядерной и др. Т.к. в технической термодинамике изучаются физические процессы то здесь будут рассматриваться только те составляющие внутренней энергии, которые претерпевают изменения термодинамических процессов, т.е. энергия теплового движения молекул.

В общем случае энергия теплового движения состоит из кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движения молекул $u_{\text{кин}}$, зависящей только от температуры газа, и потенциальной энергии $u_{\text{пот}}$ взаимодействия молекул между собой, зависящих от расстояния между молекулами, т.е. $U=U_{\text{кин}}+U_{\text{пот}}$

Т.к. расстояние между молекулами определяется объемом, который занимает газ, то в общем случае внутренняя энергия зависит от температуры T и объема V , т.е. $u=f(T, V)$.

Таким образом, важнейшим свойством внутренней энергии является то, что она представляет собой однозначную функцию состояния тела, определяемого любой парой параметров из P , V , T , поэтому сама может служить параметром состояния. Из этого свойства внутренней энергии следует, что ее изменения не зависят от характера процесса,

а зависит лишь от начального и конечного состояний газа. В идеальном газе силы взаимодействия между молекулами отсутствуют потенциальная энергия равна 0. Таким образом, при постоянной температуре внутренняя энергия идеального газа не зависит от объема и давления:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_{T=const} = 0, \quad \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_{T=const} = 0$$

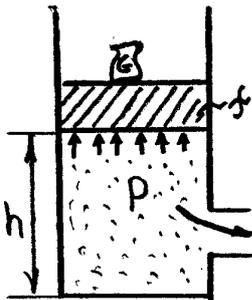
Совершенно очевидно. Что для замкнутого (кругового) процесса, в котором начальная и конечная состояние совпадают, изменения внутренней энергии будет равно 0, т.е.

$$\Delta u_0 = \oint du = 0$$

Внутренняя энергия обладает свойством аддитивности, согласно которому внутренняя энергия системы, состоящей из различных частей, будет равна сумме внутренней энергии отдельных частей:

$$u = \sum u_i$$

Энтальпия. Рассмотрим полную энергию газа. Находящегося под давлением P и выталкиваемого из цилиндра грузом G .



В этом случае полная энергия E будет состоять из внутренней энергии газа U и потенциальной энергии груза, равной $Gh=Pfh=PV$, т.е. $E=U+PV$.

Величина PV , зависящая от сил действующих на поршень, получила название потенциальной энергии давления.

Таким образом, если газ находится во внешней среде с давлением P , то с любым состоянием его связана некоторая энергия $U+PV=I$, получавшая название энтальпии газа в данном состоянии. Выражение энтальпии для 1кг газа (т.е. уд. энтальпия) имеет вид: $i=u+pv$.

Изменение Δi , как и изменение Δu , не зависит от характера процесса, а зависит только от начального и конечного состояния т.е.

$$\Delta i = i_2 - i_1 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1)$$

Энтальпия идеального газа, как и внутренняя энергия, является функцией только температуры.

$$i = u + pv = u(T) + RT$$

т.е. для идеального газа оба слагаемые зависят только от температуры, следовательно, $i=f(T)$.

Т.к. в технической термодинамике не требуются знания абсолютного значения энтальпии, то она обычно отсчитывается от некоторого условного нуля (для газов $i=0$ при $t=0^\circ\text{C}$).

Энтропия. Кроме уже рассмотренных параметров u, i , в термодинамике широко используется еще один калорический параметр состояния – энтропия s .

Энтропия – это такой параметр состояния, дифференциал которого равен отношению бесконечно малого количества теплоты dQ в элементарном обратимом процессе к абсолютной температуре T , которая на бесконечно малом участке процесса является постоянной величиной, т.е.

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

Если количество теплоты отнести к 1 кг вещества (dq), то получим выражение для уд. энтропии:

$$dS = \frac{dq}{T}$$

Т.к. в технической термодинамике интересуются только изменением энтропии в процессах, то условно приписывают некоторому определенному состоянию значение энтропии, равное нулю.

Тогда изменение энтропии в каком-либо процессе

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}$$

Аналитическое выражение первого закона термодинамики.

Пусть термомеханическая система (газ в цилиндре под поршнем) имеет массу M [кг], объем V и температуру T [К].

Сообщаем системе бесконечно малое количество тепла dQ . Тогда ее температура изменится на dT , объем на dV .

Изменение температуры на dT вызовет изменение кинетической энергии поступательного движения молекул. Произойдет приращение внутренней кинетической энергии системы на dK [Дж].

На основании закона сохранения и превращения энергии находим формулу:

$$dQ = dK + dP + dL' = (dK + dP) + dL'$$

Сумму внутренних кинетической и потенциальной энергии называют внутренней энергии системы U . Тогда $dK + dP = dU$.

Теперь окончательно можем записать

$$dQ = dU + dz' \quad (24)$$

Уравнение (24) представляет собой аналитическое выражение первого закона термодинамики. Оно показывает, что подводимое к телу тепло расходуется на изменение внутренней энергии тела и на работу против внешних сил.

Принцип эквивалентности выполняется когда

$$dz' < dQ, \text{ если } dU > 0$$

$$dz' > dQ, \text{ если } dU < 0$$

Для 1 кг газа уравнение (24) записывается в виде

$$dq = dU + dl' \quad (25)$$

$$\text{Здесь: } dq = \frac{dQ}{M} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right]; \quad dU = \frac{dU}{V} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right]; \quad dl' = \frac{dz'}{M} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right]$$

Работа расширения системы.

При подводе dQ единиц тепла система расширяется и займет объем $V+dV$. Работа расширения системы по правилам механики равна:

$$dz = pFdx = pdV = dz' \quad (28)$$

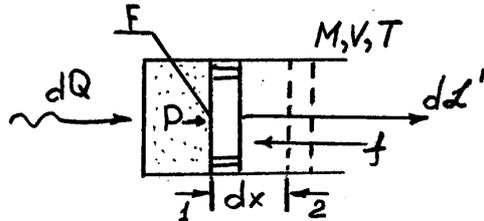


Рис 9.

Здесь:

$$PF \left[\frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \cdot \text{м}^2 \right] \rightarrow [\text{Н}] \text{ - это сила, действующая на поршень.}$$

Уравнение (28) показывает, что работа неразрывно связана с изменением объема. Поскольку давление P величина положительная ($P>0$), то знаки dL и dV всегда одинаковые.

Если $dV>0$, то и $dL>0$ – система, расширяясь, сама производит работу.

Если $dV<0$, то и $dL<0$ – при сжатии работа системы отрицательна.

Величина работы зависит от изменения объема. Поэтому рабочее тело должно допускать увеличение своего объема. Таким качеством обладают газы, пары жидкостей; сами же жидкости и твердые тела изменяют свой объем очень незначительно и, следовательно, в качестве рабочих тел тепловых машин использоваться не могут.

Для 1кг системы уравнение (28) получает вид:

$$dL = PdV \quad (29)$$

При конечном изменении объема:

$$l_{12} = \int_{V_1}^{V_2} pdV = \int_{V_1}^{V_2} \varphi(V)dV, \text{ где } P = \varphi(V)$$

Формулировки первого закона термодинамики.

1. Вечный двигатель первого рода не возможен. Вечным двигателем первого рода называют двигатель, который производит работу не получая энергию, и поэтому противоречит принципу эквивалентности тепла и работы $Q=1$. При $Q=0$ и $L=0$.
2. Энергия изолированной системы при любых, происходящих в ней процессах не меняется; энергия не уничтожается и не создается вновь.

Теплоемкость газов и их смесей.

Массовая теплоемкость – количество тепла, которое нужно подвести к 1кг массы газа, чтобы повысить его температуру на 1С.

$$C = dq/dt \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг градус}} \right].$$

Следовательно, $dq=Cdt$ [кДж]

На основании первого закона термодинамики $dq=dU+PdV$.

Откуда

$$C = \left(\frac{dU}{dT}\right)_V + \left[\left(\frac{dU}{dV}\right)_T + P\right] \frac{dV}{dT} \quad (30)$$

Из (30) видно, что теплоемкость – сложная величина, которая зависит от физической природы и состояния газа через величины P , $(dU/dT)_V$; $(dU/dV)_T$ и от характера нагревания через величину dV/dT .

Для теплотехники имеет важное значение 2 случая нагрева газа: при $V=\text{const}$ и при $P=\text{const}$.

Нагревание газа при $V=\text{const}$; $dV=0$; $C=C_V$.

Из (30) находим: $C_V=(dU/dT)_V$. В этом случае $dq=dU+PdV=dU$. Следовательно, $C_V=(dU/dT)_V=(dq/dT)_V$. Тогда в общем случае

$$C = C_V \left[\left(\frac{dU}{dV}\right)_T + P \right] \frac{dV}{dT} \quad (31)$$

Последнее уравнение показывает, что для определения C надо знать величину $(dU/dV)_T$, которая зависит от физических свойств газа и находится из опыта. Для идеального газа Джоуль экспериментальным путем установил, что его внутренняя энергия не зависит от объема, давления и является функцией лишь абсолютной температуры:

$$U=f(T); \quad (dU/dV)_T=0; \quad (dU/dP)_T=0.$$

Поэтому для идеального газа уравнение (31) должно записываться так:

$$C=C_V+PdV/dT,$$

а формула $C_V=(dU/dT)_V$ в виде $C_V=dU/dT$.

Следовательно, изменение внутренней энергии идеального газа в любом случае должна определяться выражением:

$$\begin{aligned} dU &= C_V dT \\ \Delta U_{12} &= U_2 - U_1 = \int_{12} C_V dT \quad (32) \end{aligned}$$

Тогда из (32) находим $C=C_V+h$.

Нагревание газа при $P=\text{const}$; $C=C_P$.

В последнем случае $C_P=C_V+h_P$. Т.к. $PV=RT$, то $PdV=RdT$ ($P=\text{const}$) и поэтому $h_P=R$. Полученное равенство устанавливает физический смысл газовой постоянной. Газовая постоянная – есть удельная работа газа в изобарном процессе. Следовательно,

$$C_P=C_V+R; \quad C_P-C_V=R \quad (35).$$

Величина R - существенно положительна и поэтому $C_P>C_V$.

Контрольные вопросы:

- 1 Дайте определение теплоёмкости вещества?
- 2 Какие ее виды существуют?
3. От чего зависит теплоёмкость?

Процессы изменения идеальных газов.

Уравнение $PV=RT$ является уравнением равновесного состояния, т.е. такого. При котором каждый из параметров P , T , V сохраняет неизменным свое значение во времени и в любой точке пространства, занимаемого газом. Состояние называют равновесным, потому что без внешнего воздействия газ из него не выходит.

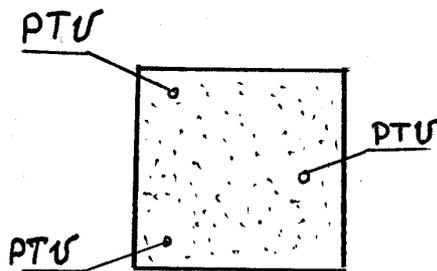


Рис 16

Если же давления и температуры в различных точках системы неодинаково и система будет предоставлена самой себе (изолирована от внешних воздействий), то по истечении некоторого времени произойдет выравнивание, как температур, так и давления. Одинаковость давлений обуславливает механическое равновесие, одинаковость температур – термическое равновесие. Поэтому говорят уравнение $PV=RT$ справедливо для идеального газа в условиях механического и термического равновесия.

Процесс – последовательная смена состояний, представляющая собой непрерывное единое движение.

Процесс должен состоять из непрерывного ряда равновесных состояний, чтобы для его исследования можно было бы применить уравнение $PV=RT$.

Подобный (равновесный) процесс должен протекать бесконечно медленно при наличии бесконечно малых перепадов давлений и температур между рабочим телом и окружающей средой и между отдельными точками в массе газа.

Изохорный процесс - процесс, при протекании которого объем системы не изменяется.

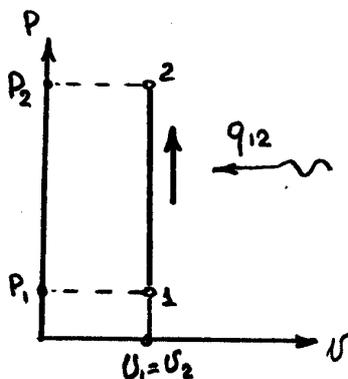


Рис 17.

1. Уравнение процесса: $V=\text{const}$
2. Линия процесса – изохора; в диаграмме PV изображается вертикальной прямой 12.
3. Соотношение между параметрами. Из уравнения $PV=RT$ при $V=\text{const}$ находим: $P/T=R/V=\text{const}$; $P_1/T_1=P_2/T_2$ тогда $P_2/P_1=T_2/T_1$
4. Работа процесса. В элементарном процессе $dl=PdV=0$ т.к. $dV=0$
5. Изменение внутренней энергии. На общем основании $dU=C_v dt$. Интегрируем:

$$\Delta U_{12} = U_2 - U_1 = C_{v12}(t_2 - t_1) = C_{vO_2} t_2 - C_{vO_1} t_1 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right] \quad (53)$$

Изобарный процесс – процесс, при протекании которого давление системы не изменяется рис.18.

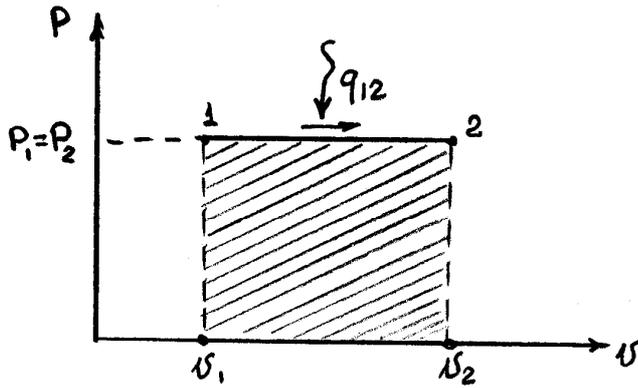


Рис 18

1. Уравнение процесса: $P = \text{const}$
2. Линия процесса – изобара; на диаграмме PV изображается горизонтальной прямой 12.
3. Соотношение между параметрами. Из уравнения $PV = RT$ при $p = \text{const}$ находим

$$\frac{V}{T} = \frac{R}{P} = \text{const}; \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}; \frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (55)$$

4. Работа процесса. Интегрируя уравнения $dL = PdV$ при $P = \text{const}$ находим

$$l_{12} = p \int_{V_1}^{V_2} dV = P(V_2 - V_1) = \text{пл } 12ba \quad (56)$$

Здесь: $pV_2 = RT_2$ Поэтому $l_{12} = R(T_2 - T_1)$ (56a)

Последнее уравнение позволяет установить физический смысл газовой постоянной R :

$$R = \frac{l_{12}}{T_2 - T_1} = \frac{l_{12}}{\Delta T} \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг-град}} \right] \quad \text{Если } \Delta E = 1, \text{ то } R = C_{12}$$

Как видим, газовая постоянная R – удельная работа газа в изобарном процессе.

5. Изменение внутренней энергии системы. Интегрируя выражение $dU = C_v dt$ получаем:

$$\Delta U_{12} = U_2 - U_1 = C_{v12}(t_2 - t_1) = C_{vO_2} t_2 - C_{vO_1} t_1 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right] \quad (57)$$

Изотермический процесс – процесс при протекании которого температура системы не изменяется (рис.19).

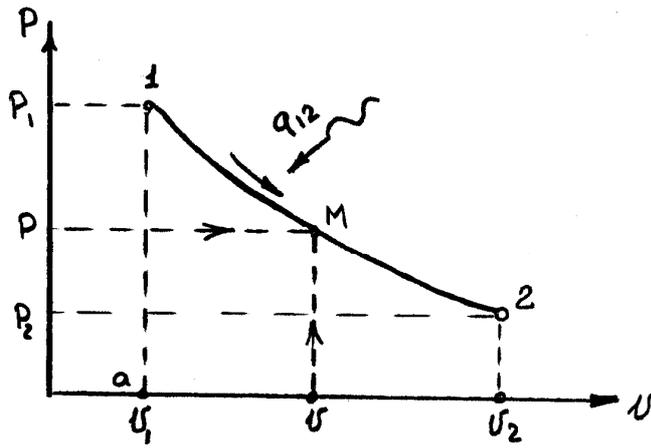


Рис 19.

1. Уравнение процесса: $T = \text{const}$ или $PV = \text{const}$.
2. Линия процесса – изотерма; в диаграмме PV изображается равнобокой гиперболой
12. Кривую строят по точкам (точка M); задаваясь давлениями P и расчетом определения соответствующего им значения удельных объемов V : $PV = P_1V_1$; $V = P_1V_1/P$
3. Соотношение между параметрами. Из уравнения $PV = RT$ при $T = \text{const}$ находим $P_1V_1 = P_2V_2$; $P_2/P_1 = V_1/V_2$
4. работа процесса. Подставим $P = RT/P$ в уравнение $dl = PdV = RTdV/V$. Интегрируем:

$$l_{12} = RT \int_{12} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \text{пл } 12ab$$

Окончательно находим

$$l_{12} = 2,3RT \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,3RT \lg \frac{P_1}{P_2} = 2,3P_1V_1 \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,3P_1V_1 \lg \frac{P_1}{P_2} \quad (61)$$

5. Изменение внутренней энергии. При $T = \text{const}$, $dU = C_v dt = 0$ следовательно, $U_1 = U_2 = \text{const}$ – внутренняя энергия идеального газа в изотермическом процессе не изменяется.

Адиабатический процесс – процесс при протекании, которого теплообмен системы с окружающей средой отсутствует.

1. Уравнение процесса $dq = 0$, $q = 0$ следовательно $dq = dU + dl = C_v dT + PdV = 0$

Здесь $C_v = R/k-1$ поэтому $(R/k-1) dT + PdV = 0$; $RdT + (k-1)PdV = 0$. Продифференцируем уравнение состояния $PV = RT$: $PdV + VdP = RdT$.

Интегрируя это уравнение находим:

$$\ln p + k \ln V = \ln(PV^k) = \ln(\text{const}) \text{ отсюда } pV^k = \text{const} \quad (63)$$

2. Линия процесса – адиабата; в диаграмме PV изображается неравнобокой гиперболой 12. Кривую строят по точкам задаваясь уд. объемами V и расчетом определяя соответствующие им значения давления P . (рис20).

$$PV^k = P_1V_1^k$$

$$PV^k = \frac{P_1V_1^k}{V^k}$$

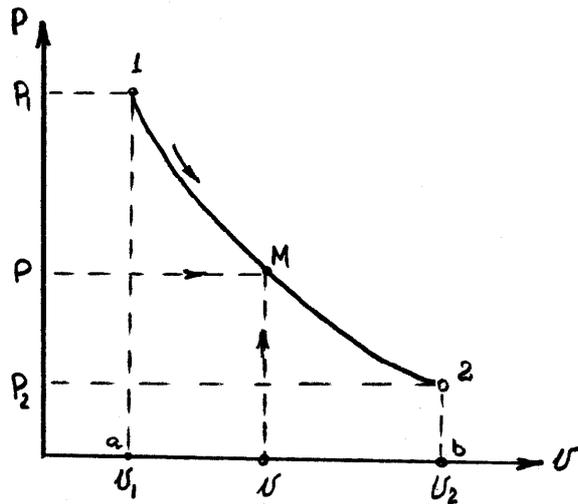


Рис 20

3. Соотношение между параметрами. При протекании адиабатного процесса изменяются все три параметра P, V, T .

Из уравнения

$$PV^k = const \text{ имеем } P_1 V_1^k = P_2 V_2^k$$

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^k \quad (64)$$

Из уравнения $PV=RT$ находим $P=RT/V$ и подставим в (63). Тогда

$$PV^k = \frac{RT}{V} V^k = const$$

Откуда $TV^{k-1} = const$

Для двух состояний $T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1}$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}$$

Из уравнения состояния $V=RT/P$ подставляем эту величину V в уравнение (63) получим:

$$PV^k = P(RT/P)^k = R^k \frac{T^k}{P^{k-1}} = const$$

$$\frac{T}{P^{k/k-1}} = TP^{1-k/k} = const$$

$$\frac{T_1}{P_1^{k/k-1}} = \frac{T_2}{P_2^{k/k-1}} \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{k-1/k}$$

4. Работа процесса. Обычным порядком находим:

Интегрируем:

Окончательно будем иметь:

$$l_{12} = \frac{P_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (P_1 V_1 - P_2 V_2) = \frac{P_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{k-1/k}\right] \quad (67)$$

5. Изменение внутренней энергии. На общем основании интегрируем выражение $dU=C_v dt$ и находим

$$\Delta U_{12} = U_2 - U_1 = C_{v12}(t_2 - t_1) = C_{vO2} \cdot t_2 - C_{vO2} \cdot t_1 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}\right] \quad (68)$$

На основании первого закона термодинамики:

$$\Delta U_{12} + l_{12} = 0; l_{12} = -\Delta U_{12} = U_1 - U_2$$

таким образом, работа газа в адиабатном процессе расширения осуществляется за счет уменьшения его внутренней энергии. Температура газа в процессе понижается.

Второй закон термодинамики.

Круговой процесс (цикл).

Наш земной опыт показывает, что наблюдаемые в природе процессы подразделяются на 2 группы: естественные и неестественные.

Естественные (положительные) превращения энергии – процессы, которые могут протекать сами собой, самопроизвольно:

1. Переход тепла от тела горячего к телу холодному.
2. Преобразование работы в тепло.

Неестественные (отрицательные) превращения энергии – процессы, которые сами собой (самопроизвольно) протекать не могут и осуществление, которого возможно только при наличии сопровождения их естественными процессами (так называемая компенсация).

1. Переход Q от тела холодного к телу горячему.
2. Преобразование тепла в работу.

Указанные особенности протекания различных процессов позволили Клаузиусу (1850г.) выразить их сущность общим законом, который получил название второго закона термодинамики. Клаузиус формулировал его так: „Теплота не может переходить от холодного тела к более нагретому само собой, даровым процессом (без компенсации),„ (Постулат Клаузиуса).

Рассмотрим такой пример. На рис.22 показана установка, в которой осуществляется процесс преобразования тепла в работу.

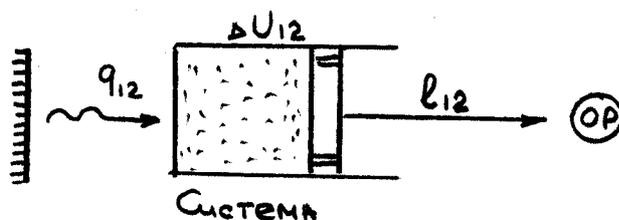


Рис 22.

Установка не противоречит первому закону термодинамики. Однако процесс преобразования не может длиться неограниченно долго (цилиндр нельзя сделать бесконечно длинным). Дело в том, что установка на рис.22 не удовлетворяет требованиям второго закона термодинамики. Отрицательное превращение энергии (преобразование

тепла в работу) не сопровождается здесь положительным превращением энергии (нет компенсации).

Переделаем установку так, чтобы она удовлетворяла требованиям и второго закона термодинамики (рис.23). Для этого дополним ее теплоприемником (холодное тело), с которым система будет термически взаимодействовать, и передавать ему теплоту q_2 в виде компенсации. Последнее возможно, если рабочее тело будет осуществлять не один, а определенную совокупность процессов, в состав которых войдут и процессы сжатия.

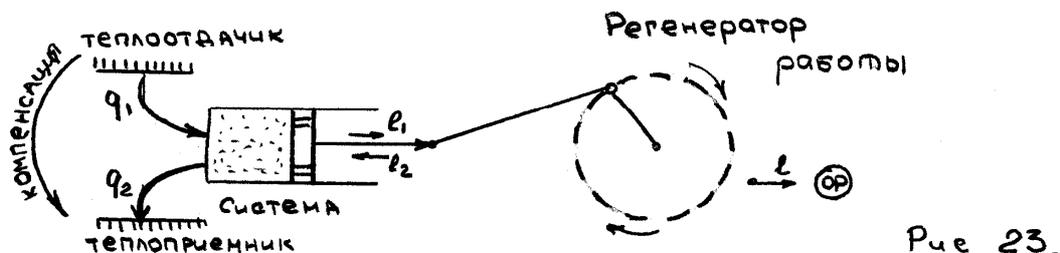


Рис 23.

При помощи шатунно-кривошипного механизма возвратно-поступательные движения поршня преобразуются во вращательное движение вала, на оси которого закреплено тяжелое колесо – маховик (регенератор работы). Критическую энергию вращающегося маховика частично используем для выполнения процессов сжатия.

В рассматриваемом случае рабочее тело будет осуществлять определенную совокупность процессов (диаграмма PV). На участке АМВ система, взаимодействуя с теплоотдатчиком, получает теплоту

$$q_1 = q_{AM} + q_{MB}$$

и расширяясь, производит работу (рис.24).

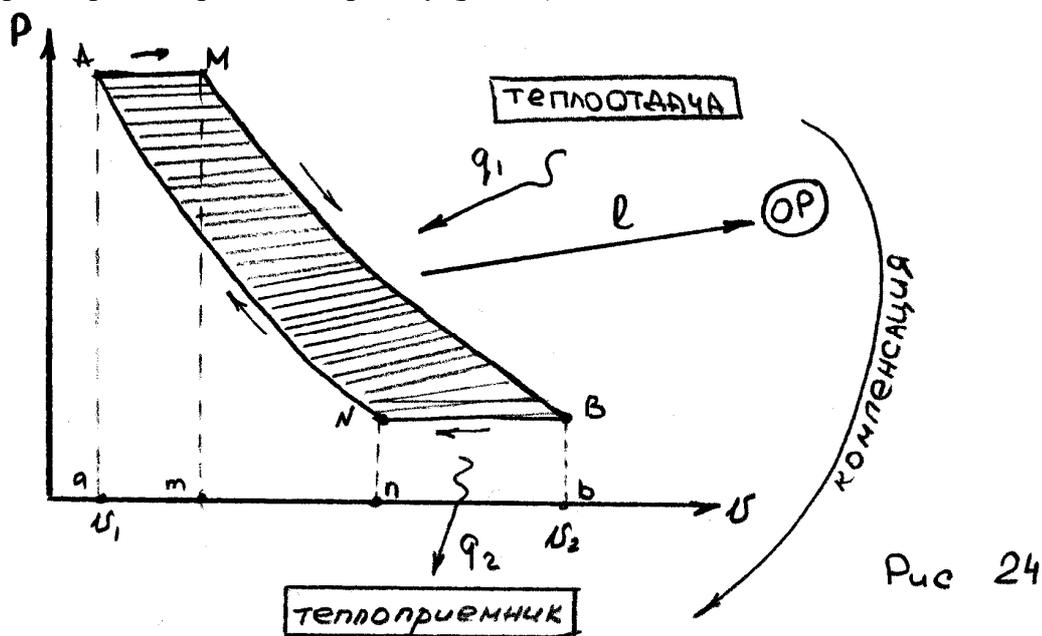


Рис 24

$$l_1 = l_{MA} + l_{MB} = \text{пл}AM_{ma} + \text{пл}NAan = \text{пл}BNAqb$$

На участке BNA рабочее тело подвергается сжатию, на которую затрачивается работа:

$$l_2 = l_{BN} + l_{NA} = \text{пл}BN_{nb} + \text{пл}NAan = \text{пл}BNAab$$

и отводится в теплоприемник теплота

$$q_2 = q_{BN} + q_{NA}$$

Полезная работа системы:

$$l = l_1 - l_2 = \text{пл}AMB_{ba} - \text{пл}BNA_{ab} = \text{пл}AMBNA$$

При выполнении процессов AM, MB, BN, NA система изменяет свое состояние по замкнутой кривой AMB. NA попеременно расширяясь и сжимаясь и периодически возвращаясь в исходное состояние точки A. Совокупность процессов в результате осуществления, которых система возвращается в свое исходное состояние, называется круговым процессом (циклом).

Отношение работы, полученной объектом работы затраченной теплоте называется термическим коэффициентом полезного действия:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

Термический КПД показывает, какая часть тепла теплоотдатчика полезно используется для получения работы при осуществлении системы кругового процесса. КПД определяет своей величиной степень совершенства процесса и образования теплоты в механическую работу и является важнейшей характеристикой цикла.

Классификация процессов и циклов.

Вопрос о том, в каком именно направлении может развиваться то или иное явление природы, - является главным для второго закона термодинамики. Поэтому наша классификация процессов (равновесные, неравновесные) должна быть расширена. Различают:

Прямой процесс – процесс, при протекании которого система непрерывно увеличивает свой объем ($dV > 0$).

Обратный процесс – процесс, при протекании которого система непрерывно, уменьшает свой объем ($dV < 0$).

Обратимый процесс – процесс, который может протекать в противоположных направлениях, причем как сама система, так и внешняя среда, участвующая в процессе, проходит в обоих направлениях через те же состояния. Но только в обратной последовательности.

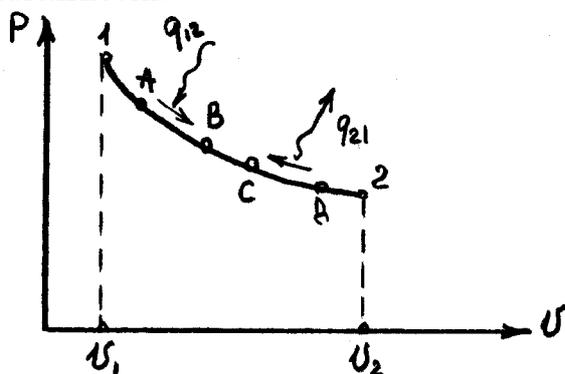


Рис 25

В прямом процессе 1ABCD2 система получает тепло и производит работу. Если процесс обратим, то его можно провести в обратном направлении 2DCBA1.

В результате прямого и обратного процессов никаких неизгладимых изменений в самой системе в окружающей среде не происходит.

Необходимые условия обратимости процесса: механическая и термическая равновесия; отсутствие трения. При наличии трения работа трения переходит в тепло, в каком бы направлении не протекал процесс.

Необратимый процесс – процесс оставляющий в системе или в окружающей среде неизгладимые изменения.

Все действительные процесс – необратимы. Подвод и отвод тепла совершается при конечной разности температур; механическое равновесие почти никогда не соблюдается, наконец, всякое изменение объема неизбежно связано с трением.

В термодинамике изучаются главным образом обратимые процессы.

Прямой цикл – цикл, в котором теплота превращается в работу. Прямыми циклами работают все тепловые двигатели и ТСУ.

Обратный цикл – цикл на осуществление, которого расходуется работа. Обратными циклами работают холодильные и теплонасосные установки.

Обратимый цикл – цикл, который состоит только из обратимых процессов.

Необратимый цикл – цикл, в совокупность процессов которого входит хотя бы один необратимый процесс.

Прямой обратимый цикл Карно идеального газа.

Компонуется из двух изотермических и двух адиабатных процессов. Окружающая среда задана одним теплоотдатчиком пост. температуры T_1 , одним теплоприемником пост. температуры T_2 и объектом работы (рис.27).

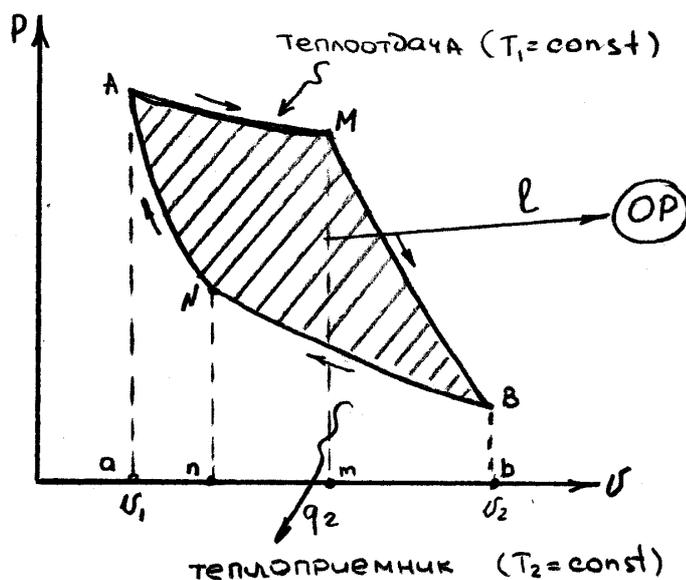


Рис 27.

\overline{AM} – изотермический процесс расширения газа. Система получает от теплоотдатчика теплоту и совершает работу

$$l_{AM} = \text{пл}AMта$$

\overline{MB} – адиабатный процесс расширения, в котором газ за счет уменьшения своей внутренней энергии совершает работу

$$l_{MB} = \text{пл}MBbm$$

Работа расширения системы

$$l_1 = l_{AM} + l_{MB} = AMBba$$

BN – изотермический процесс сжатия газа. Система отдает теплоприемнику теплоту и получает энергию в форме работы

$$l_{BN} = \text{пл}BN_{nb}$$

NA – адиабатный процесс сжатия, в результате осуществления которого газ возвращается в свое исходное состояние точки А.

На сжатие расходуется работа

$$l_{NA} = \text{пл}NA_{an}$$

Работа, затрачиваемая на сжатие системы

$$l_1 = l_{BN} + l_{NA} = \text{пл}BNAab$$

Полезная работа цикла

$$l = l_1 - l_2 = \text{пл}AMBba - \text{пл}BNAab = \text{пл}AMBNA$$

Теорема Карно.

Термический КПД цикла Карно не зависит от природы рабочего тела и является функцией лишь температур теплоотдатчика (Т1) и теплоприемника (Т2). Тем самым устанавливается что

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

одинаково справедливо для любого тела природы. Теорему Карно принимаем без доказательств.

Вечный двигатель это -	Цикл состоящий из 2-х изотерм и 2-х адиабат
Определение всеобщего закона сохранения и превращения энергии	Теплота переходит сама по себе от более нагретого тела к менее нагретому телу и никогда наоборот
Первый закон термодинамики	Отношение работы производимой двигателем за цикл к количеству теплоты подведенной за этот цикл от горячего источника
Второй закон термодинамики	Энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одной формы в другую

Термический КПД цикла	Теплота сообщаемая системе идет на приращение ее внутренней энергии и совершение работы
Прямой цикл Карно	Двигатель, который позволял бы получить работу без энергетических затрат

Свойства реальных газов.

Уравнение Ван-дер-Ваальса.

Из физики известно, что реальные газы путем охлаждения ниже критической температуры и одновременного сжатия переходят в жидкое состояние. Реальный газ – перегретый пар определенной жидкости.

В жидкостях молекулярные силы сцепления очень значительные; поэтому, чем ближе газ переходу в жидкое состояние, тем больше он отклоняется от свойств идеального газа $PV=RT$; удаление от жидкой фазы приближает его к идеальному газу.

А) Влияние объема молекул на величину P конечный объем молекул уменьшая свободное пространство, в котором перемещаются молекулы реального газа, увеличивает число ударов их о стенки сосуда, т.е. повышает давление P так как если бы объем газа уменьшался на некоторую величину b :

$$P = \frac{RT}{V-b}; V - b = \frac{RT}{P} \rightarrow 0$$

$$\text{если } P \rightarrow \infty; V \rightarrow b$$

Тогда b – тот минимальный объем, до которого можно сжать реальный газ.

Б) Влияние сил сцепления между молекулами на величину P .

Если молекула, находящаяся в толще газа, то равнодействующая сила сцепления между молекулами равна 0.

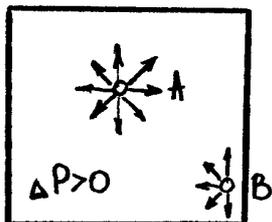


Рис 36

Если молекула B находится у стенки сосуда в момент удара, то равнодействующая сил сцепления не равна 0. Называют эту равнодействующую внутренним давлением. Оно уменьшает давление газа P на стенку, потому что, испытывая притяжение соседних молекул, каждая молекула приближается к стенке сосуда с замедленной скоростью

$$P = \frac{RT}{V-b} - \Delta P$$

ΔP пропорциональна числу притягивающих n и числу притягиваемых n молекул:

$$\Delta p = \varphi n n = \varphi \cdot n^2 = a p^2 = \frac{a}{V^2}$$

Тогда

$$P = (RT/v-b) - \alpha/v^2 \quad \text{или} \quad (P + (\alpha/v^2)) * (V-b) = RT \quad (99)$$

Это и есть уравнение реального газа Ван-дер-Ваальса. Постоянные α и b находятся опытным или теоретическим путем и имеют для каждого газа свои особые значения. Уравнение (99) позволяет правильно оценить физические особенности реальных газов с качественной стороны, но не дает точных количественных соотношений между параметрами T , P и V .

PV – диаграмма водяного пара. Основные определения.

Пусть в цилиндре под поршнем (рис.37) находится единица массы воды при давлении P и $t=0^\circ\text{C}$. Удельный объем воды равен V_0' .

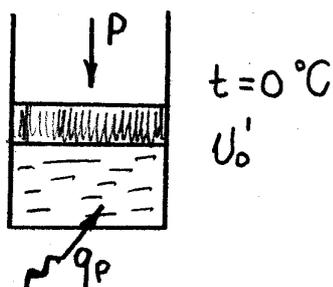


Рис 37

Отметим это состояние воды в диаграмме PV (рис.38) точкой $\wedge(P, t=0^\circ\text{C}, V_0')$.

Начнем теперь нагревать воду при $P=\text{const}$; как показывает опыт ее температура будет повышаться пока не достигнет температуры кипения t_n . Точка $b(P, t_n; V')$ определяет на диаграмме PV состояние воды, доведенной до кипения.

Между точками b и c изобары ($P=\text{const}; t_n=\text{const}$) имеется смесь сухого насыщенного пара и жидкости, которую называют влажным насыщенным паром. Примером может служить точка $m(P; t_n; V_x)$.

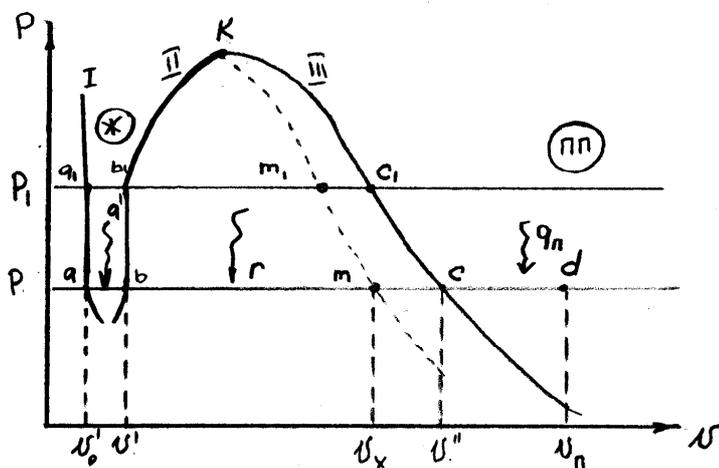


Рис 38.

Если к сухому насыщенному пару состояния точки c подводить тепло при $P=\text{const}$, то его уд. объем V и температура t будут увеличиваться и пар из насыщенного перейдет в перегретый, температура которого, выше температуры насыщенного.

Состояние перегретого пара на диаграмме PV определяет точка $d(P, t_n, V_n)$. При рассмотрении процесса перехода жидкости в пар мы встретились с целым рядом новых понятий. Дадим им соответствующие определения.

Пар – реальный газ, близкий состоянию насыщения и имеющий сравнительно высокую критическую температуру.

Парообразование – процесс перехода жидкости в пар.

Испарение – парообразование, происходящее только со свободной поверхности жидкости и при любой температуре.

Кипение – парообразование, которое происходит во всей массе жидкости при некотором вполне определенной температуре (температуре кипения), зависящей от физической природы жидкости и давлении, под которым она находится.

При нагревании жидкости кипению всегда предшествует испарение, усиливающееся с повышением температуры.

Насыщенный пар – пар, который соприкасается со своей жидкостью и находится с ней в термическом равновесии.

Сухой насыщенный пар – насыщенный пар, который получается при испарении все жидкости. Сухой насыщенный пар – тело весьма неустойчивого состояния; при самом незначительном теплообмене он переходит во влажный или перегретый пар. Поэтому найти опытным путем его удельный объем V'' очень трудно.

Влажный насыщенный пар – смесь сухого насыщенного пара с мельчайшими капельками жидкости, распределенными равномерно во всей его массе и находящимися в нем во взвешенном состоянии.

Массовая доля сухого насыщенного пара в смеси (влажный насыщенный пар) обозначается через X и называется степенью сухости.

$$X = M'' / (M' + M'')$$

Здесь M' – масса жидкости в смеси;

M'' – масса сухого насыщенного пара в смеси.

Массовая доля жидкости в смеси называется степенью влажности. Очевидно, что для сухого насыщенного пара $=1$, для жидкости $=0$. В процессе парообразования степень сухости пара постепенно увеличивается от 0 до 1,0.

Перегретый пар – пар, температура которого выше температуры насыщенного пара при том же давлении.

Перегретый пар по своим физическим свойствам приближается к газу и тем в большей мере, чем выше степень его перегрева. Под степенью перегрева понимают разность между температурами перегретого и насыщенного пара того же давления.

Конденсация – процесс превращения пара в жидкость. Конденсация пара протекает при постоянных значениях температуры и давления и связана с отводом от пара тепла.

Теплота жидкости – количество теплоты, израсходованной на подогрев 1кг жидкости от t_0 до температуры кипения при постоянном давлении.

Теплота парообразования – количество теплоты, необходимое для перевода единицы массы кипящей жидкости в сухой насыщенный пар при постоянном давлении.

Теплота перегрева – количество теплоты, необходимое для перевода единицы массы сухого насыщенного пара в перегретый при постоянном давлении.

4. Основные определения и характеристики влажного воздуха.

В технике часто используются смеси газов с парами, которые при определенных условиях легко конденсируются. Наиболее характерным примером парогазовых смесей является атмосферный воздух, в котором всегда находятся пары воды.

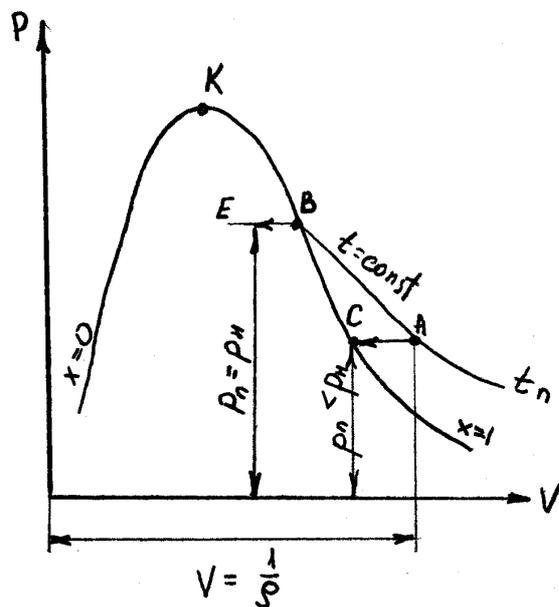
Смесь сухого воздуха с водяным паром называется влажным воздухом. Знание свойств влажного воздуха имеет особенно большое значение для проектирования и эксплуатации сушильных и вентиляционно-увлажнительных установок.

В атмосферном воздухе, как правило, пар находится под небольшим парциальным давлением и в перегретом состоянии. Поэтому влажный воздух можно рассматривать как смесь идеальных газов за исключением того, что при определенных условиях в ней происходит конденсация водяного пара (фазовое превращение).

Согласно закону Дальтона, давление влажного воздуха, которое равно барометрическому, представляет собой сумму парциальных давлений сухого воздуха и водяного пара, т.е.

$$P_{\text{бар}} = P_{\text{с.в.}} + P_{\text{п}}$$

Состояние перегретого пара в смеси характеризуется на PV диаграмме точкой А.



Смесь сухого воздуха и перегретого пара называется ненасыщенным влажным воздухом. Если при неизменной температуре увеличивать количество водяного пара, то его парциальное давление будет возрастать до давления насыщения (процесс А-В) и пар станет сухим насыщенным. Смесь сухого воздуха с сухим насыщенным паром называется насыщенным влажным воздухом.

Процесс дальнейшего увеличения количества водяного пара при $t = \text{const}$ (процесс В-Е) будет сопровождаться частичной конденсацией и количество водяного пара во влажном воздухе останется неизменным.

Таким образом, точка В соответствует максимально возможному количеству водяного пара во влажном воздухе при данной температуре и является пределом насыщения.

Процесс насыщения может происходить и при неизменном количестве водяного пара, если охлаждать ненасыщенный влажный воздух при постоянном парциальном давлении пара (процесс А-С). В точке С пар становится насыщенным и при дальнейшем незначительном снижении его температуры образуется туман (выпадение росы). Температура, до которой необходимо охладить влажный воздух при постоянном давлении, чтобы он стал насыщенным, называется температурой точки росы. Температура точки росы в каком-либо состоянии влажного воздуха равна температуре насыщения, соответствующей данному парциальному давлению пара и определяется из таблиц насыщенного пара.

Абсолютной влажностью воздуха называется количество водяного пара, приходящегося на 1 м влажного воздуха, т.е.

$$\frac{m_{\text{п}}}{V_{\text{вв}}} = \frac{m_{\text{п}}}{V_{\text{п}}} = \rho_{\text{п}} \quad (132)$$

Отношение абсолютной влажности максимально возможной абсолютной влажности, характеризует степень насыщения и называется относительной влажностью воздуха, т.е.

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_n^{max}} = \frac{P_n}{P_H} \quad (133)$$

Относительная влажность может изменяться в пределах от 0 до 100% (влажный насыщенный воздух).

Пар, находящийся в воздухе, рассматривается как идеальный газ, отношение плотностей на изотерме АВ можно заменить отношением давлений

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_n} \approx \frac{P_n}{P_H} \quad (134)$$

Масса водяного пара, приходящегося на 1кг сухого воздуха, называется влагосодержанием.

$$d = \frac{m_n}{m_{с.в.}} \quad (135)$$

При принятом допущении об идеальности водяного пара и воздуха можно записать:

$$P_n V_n = m_n R_n T_n; \quad P_{с.в.} V_{с.в.} = m_{с.в.} R_{с.в.} T_{с.в.}$$

$$d = \frac{m_n}{m_{с.в.}} = \frac{R_{с.в.} P_n}{P_n R_{с.в.}} = \frac{287}{462} \cdot \frac{P_n}{P_{с.в.}} = 0,622 \frac{P_n}{P_H} \quad (136)$$

$$d = 0,622 \frac{\varphi P_H}{P_{бар} - \varphi P_H} \quad (137)$$

Плотность влажного воздуха можно определить как сумму плотностей пара и сухого воздуха при их парциальных давлениях. Очевидно, что

$$\rho_{в.в.} = \rho_{с.в.} + \rho_n = \rho_{с.в.} (1 + d) = \rho_n \frac{1+d}{d} \quad (138)$$

Энтальпию влажного воздуха относят к 1кг сухого воздуха или к (1+d)кг влажного воздуха и определяют как сумму энтальпий 1кг сухого воздуха и d кг водяного пара:

$$I = i_{с.в.} + i_{nd} = C_{p,с.в.} t + i_n d$$

Для температуры и давлений, применяемых в сушильной технике, приблизительно можно считать теплоемкость сухого воздуха 1,0 кДж/(кг К), а для водяного перегретого пара (2500+1,9t) кДж/кг

$$I = t + (2500 + 1,9t)d \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кгс. в.}} \right] \quad (139)$$

Схемы и цикла газотурбинных установок

В развитии конструкций газотурбинных установок достаточно четко обозначаются два направления:

К первому из них могут быть отнесены конструкции стационарных (промышленных) газовых турбин, формировавшиеся в значительной мере под непосредственным влиянием уже освоенных конструкций стационарных паровых турбин, поскольку эти газовые турбины в начале проектировались для аналогичных областей применения, т. е. базовой или всережимной нагрузки, и изготавливались на тех же заводах, что и паровые турбины, т. е. в условиях индивидуального или мелкосерийного производства.

По иному направлению шло развитие конструкций авиационных и транспортных ГТУ, формировавшихся под влиянием уже освоенного производства двигателей внутреннего сгорания. Здесь, в частности, с самого начала было характерным использование блочно-агрегатного принципа проектирования, а также применение ряда прогрессивных технологических процессов, характерных для крупносерийного производства.

Основные элементы ГТУ:

1. Турбоагрегат, включающий в себя компрессорную и газотурбинную группу, монтируется на общей фундаментной раме, которая обычно одновременно используется в качестве масляного бака. В указанный блок входят все трубопроводы (коммуникации) для подачи масла, охлаждающего воздуха, а также провода контрольной измерительной аппаратуры. Иногда в него включаются всасывающий патрубок компрессора и выхлопной патрубок силовой газовой турбины.

2. Камера сгорания, если она выполняется выносной, например для работы на тяжелом жидком топливе. В большинстве случаев камера сгорания выполняется блочно-секционной или кольцевой и включается в состав блока турбоагрегатов.

3. Пусковое устройство совместно с зубчатой ускорительной передачей и соединительной муфтой монтируются обычно на общей с блоком турбоагрегатов фундаментной раме.

4. Блок полезной нагрузки (электрогенератор, центробежный нагнетатель, насос и т. д.), устанавливаемый или на общей с турбокомпрессорным блоком, или на отдельной фундаментной раме.

5. Воздухоочистительное устройство, объединяемое обычно с устройствами для шумоглушения на всасывании и охлаждения или подогрева засасываемого в компрессор воздуха.

6. Блок выхлопа из газовой турбины, объединяемый с устройством для шумоглушения, а иногда с регенератором.

7. Системы автоматического управления агрегатом (САУ).

8. Наружная обшивка.

9. Вспомогательное оборудование: масло- и воздухоохладители, топливные и масляные фильтры предварительной очистки и т. д.

2. На рис. 1.1 изображен идеальный цикл замкнутой ГТУ. В этой установке (схема — на рис. 1.2) теплота от горячего источника подводится к рабочему телу, в поверхностном теплообменнике 1, а отвод теплоты в окружающую среду происходит в поверхностном теплообменнике 2. Рабочим телом в замкнутой ГТУ может быть не только воздух, но и другие газы (например, гелий, углекислый газ, азот и др.). Давление рабочего тела, поступающего в компрессор, может быть более высоким, чем давление окружающей среды (атмосферное давление). При неизменной степени повышения давления в цикле, характеризуемой отношением p_2/p_1 , возрастает давление газа и перед турбиной. Вследствие повышения плотности рабочего тела габариты компрессора и газовой турбины при одной и той же полезной мощности будут снижаться по мере увеличения p_1 .

Большинство современных ГТУ выполняется по открытой схеме непрерывного горения (рис. 1.3). В такой ГТУ рабочее тело (воздух) сжимается в компрессоре и через камеру сгорания нагнетается в газовую турбину. В камеру сгорания непрерывно вводится топливо, при окислении которого кислородом воздуха выделяется теплота,

обеспечивающая повышение температуры рабочего тела до необходимого уровня. Отработавший в газовой турбине газ выбрасывается в окружающую среду. Если принять, что процесс рассеивания теплоты в окружающую среду эквивалентен процессу теплообмена в поверхностном теплообменнике 2 (см. рис. 1.2) замкнутой установки, и пренебречь изменением теплофизических свойств рабочего тела в камере сгорания, то идеальный цикл открытой ГТУ непрерывного горения в диаграммах состояния будет иметь такой же вид, как идеальный цикл замкнутой ГТУ.

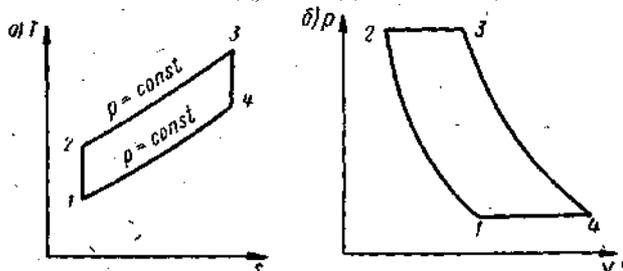


Рис. 1.1. Идеальный цикл ГТУ непрерывного горения: а – в $T-s$ -диаграмме; б – в $p-v$ -диаграмме

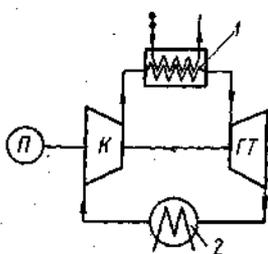


Рис. 1.2. Схема замкнутой ГТУ непрерывного горения:

1 – поверхностный нагреватель газа; 2 – поверхностный охладитель газа

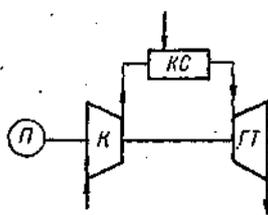


Рис. 1.3. Схема простейшей открытой ГТУ непрерывного горения

Для ГТУ, используемых в качестве энергетических агрегатов для покрытия пиковых энергетических нагрузок, основополагающими требованиями являются хорошие маневренные свойства, низкая стоимость установленного киловатта при обеспечении высокой эксплуатационной надежности. Поэтому для них наиболее предпочтительными являются схемы 1 и или 3а. Быстрое развитие атомных энергетических установок, в том числе с высокотемпературными реакторами, охлаждаемыми гелием, открывает перспективу применения, в них одноконтурных ГТУ, работающих по замкнутому циклу. Эти установки проектируются, как правило, по схеме 2, одновальными, с промежуточным охлаждением и регенерацией.

Специфическую группу энергетических ГТУ составляют установки, работающие в технологических схемах химических, нефтеперерабатывающих, металлургических и других комбинатов (энерготехнологические). Для ГТУ, используемых в качестве аварийного резерва, т. е. когда число часов использования мало, но требуется весьма высокая степень надежности при малых удельных затратах на изготовление, монтаж и эксплуатацию, наиболее целесообразными следует считать типовые конструктивные схемы 3а и 3г, которые допускают использование в качестве газогенератора авиационного ГТД.

Для стационарных ГТУ, работающих в базовом режиме, близком к номинальному, экономически оправданным является использование схем 2, 3в, 4.

Типовая схема 5 находит широкое применение в энерготехнологических ГТУ, используемых в химической, нефтеперерабатывающей и металлургической отраслях промышленности.

Транспортные ГТУ выполняются обычно по конструктивным схемам Зв и Зг, обеспечивающим хорошую приспособляемость газотурбинного агрегата к условиям внешней нагрузки и высокие его маневренные качества.

3. В соответствии с международным стандартом 150 рекомендуется использовать при проектировании следующие, пять типовых конструктивных схем ГТУ.

Схема 1. Одновальная ГТУ простого цикла с возможной разбивкой компрессорной группы на две-три ступени сжатия и включением соответственно одного-двух промежуточных охладителей.

Схема 2. Одновальная ГТУ с регенерацией тепла уходящих газов.

В схеме За газогенератор выполняется по простейшей конструктивной схеме, которая состоит из компрессора, камеры сгорания и газовой турбины, приводящей во вращение компрессор.

В схеме Зб рабочее тело подогревается в специальном теплообменнике — нагревательном устройстве (НУ) за счет передачи теплоты от внешнего источника.

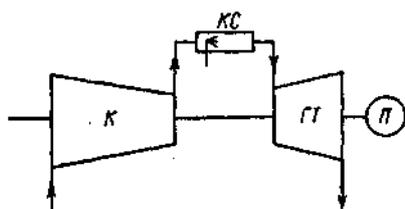
В схеме Зв газогенератор кроме перечисленных элементов включает регенератор, в котором избыточная теплота уходящих из силовой турбины газов используется для подогрева циклового воздуха, выходящего из компрессора.

В схеме Зг газогенератор выполняется в виде двухвального турбокомпрессорного блока, в котором каждый из компрессоров приводится во вращение самостоятельной турбиной.

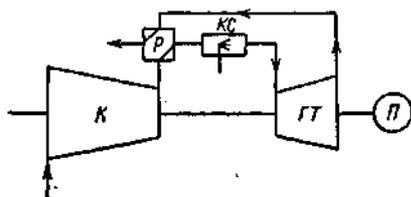
Схема 4. Двухвальная ГТУ с блокированной силовой турбиной и свободным турбокомпрессорным валом.

Разновидностью ее является схема, в которой компрессор (КВД, или КНД) разбивается на две ступени сжатия с включением промежуточного охладителя и регенератора.

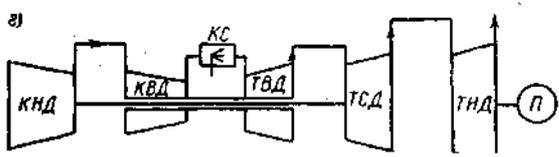
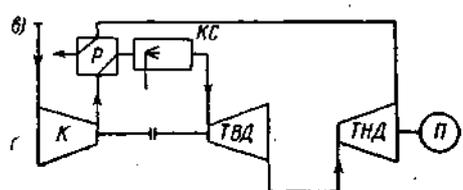
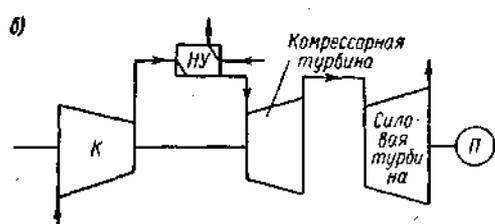
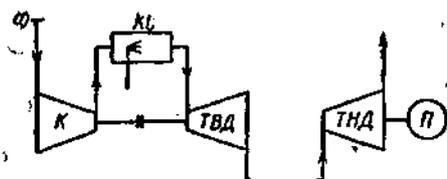
Схема 5. Одновальный газотурбокомпрессор с использованием энергетического потенциала отбираемого рабочего тела (воздуха или горячего газа) для промышленных или бытовых нужд.



ГТУ, типовая конструктивная схема 1

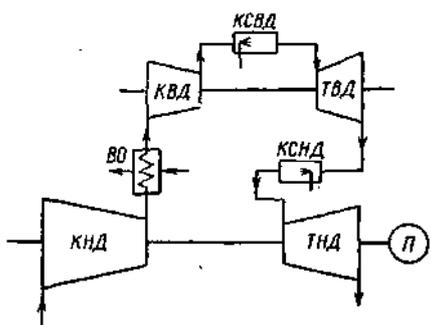


ГТУ, типовая конструктивная схема 2

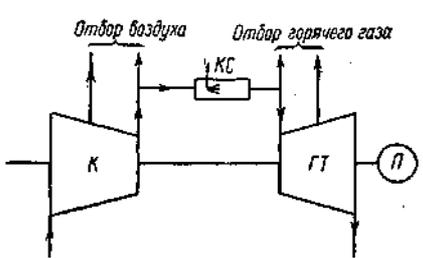


ГТУ типовые конструктивные схемы

За-Зг



ГТУ, типовая конструктивная схема 4



ГТУ, типовая конструктивная схема 5

Анализ циклов теплосиловых установок.

Общие сведения об оценке эффективности тепловых установок.

Степень совершенства теоретических циклов полностью характеризуется величиной термического КПД, который учитывает только неизбежную термодинамическую потерю.

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (57)$$

В реальном цикле большинство процессов, составляющих цикл, является необратимыми. Так, процессы расширения и сжатия в двигателе сопровождаются трением, завихрением и потерей части полезной работы.

Эффективность реального необратимого цикла оценивается так называемым внутренним КПД.

$$\eta_i = \frac{l_0^H}{q_1} \quad (58)$$

Для установления степени необратимости цикла используют понятие относительного внутреннего КПД, представляющее собой отношение действительной работы к теоретической:

$$\eta_{oi} = \frac{l_0^H}{l_0}$$

и показывающее, насколько реальный цикл менее совершен, чем теоретический. Легко показать, что

$$\eta_t = \eta_i \eta_{oi} \quad (59)$$

Кроме необратимых потерь, учитываемых внутренним КПД, в теплосиловой установке имеется ряд других потерь (потери теплоты в камерах сгорания и паропроводах, потери на трение в подшипниках, потери в генераторе и т.д.). Поэтому работа, переданная внешнему потребителю, меньше работы, полученной в цикле. Отношение действительной (полезной работы), отданной потребителю, к количеству затраченной теплоты называется эффективным КПД установки, т.е.

$$\eta_e = \frac{l_e}{q_1} \quad (60)$$

Таким образом, эффективный КПД характеризует долю полезно используемой теплоты с учетом всех потерь и, следовательно, экономичность установки в целом.

С термодинамической точки зрения необходимо всячески стремиться к повышению термического КПД цикла (следовательно, эффективного КПД установки). Однако в ряде случаев это связано со значительным усложнением и удорожанием установки и экономия средств, обусловленная экономией топлива, будет сопряжена с увеличением расходов на сооружение установки. Поэтому решение о целесообразности сооружения установки с более высоким КПД может быть принято только на основании технико-экономических расчетов.

Циклы двигателей внутреннего сгорания.

Двигателями внутреннего сгорания (ДВС) называются тепловые двигатели поршневого типа, в которых сгорание топлива (подвод теплоты) и превращение теплоты продуктов сгорания в работу происходит непосредственно внутри рабочего цилиндра.

На рис. Изображены схема устройства так называемого четырехтактного ДВС и диаграмма его рабочего процесса в $P - V$ координатах. Цилиндр двигателя 1 снабжен двумя клапанами – впускным 2 и выпускным 4. Открытие и закрытие клапанов осуществляется специальным газораспределительным механизмом (на схеме не показан). Поршень 5 совершает возвратно-поступательные движения, которые с помощью кривошипно-шатунного механизма – шатуна 6 и кривошипа 7 – преобразуется во вращательное движение вала 8.

Крайние положения поршня, при которых направление движения поршня изменяется на обратное, называются мертвыми точками – у крышки цилиндра – верхней мертвой точки (ВМТ), противоположная – нижней мертвой точки (НМТ).

Движение поршня, равномерно следующее друг за другом, от одной мертвой точки к другой, называются тактами, а путь между ними называется ходом поршня.

Объем, описываемый поршнем за один ход, называется рабочим объемом цилиндра.

Рабочий процесс ДВС начинается с движения поршня 5 от ВМТ вниз при открытом впускном клапане 2 (такт всасывания). При этом в цилиндр поступает смесь бензина или керосина с воздухом, которая образуется в специальном устройстве, называемом карбюратором (или смесителем в случае газообразного топлива): при использовании так называемого тяжелого топлива (например, нефти, солярового масла) в такте всасывания поступает чистый воздух.

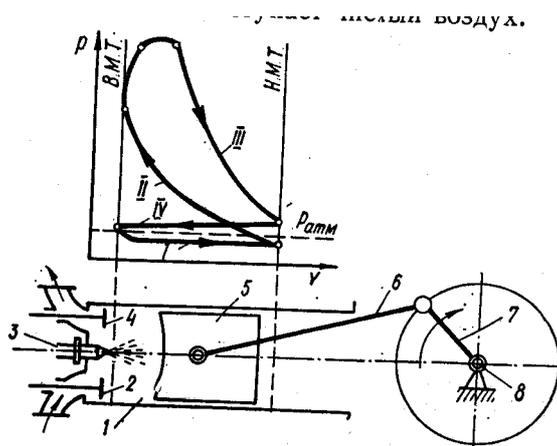


Рис.28 Схема устройства и диаграмма рабочего процесса ДВС.

В НМТ впускной клапан 2 закрывается и поршень, перемещаясь в обратном направлении, совершает такт сжатия. Вблизи от ВМТ в карбюраторных ДВС воспламенение топлива происходит электрической искрой (принудительное воспламенение), и топливо сгорает в момент прихода поршня в ВМТ. Вследствие этого температура и давление продуктов сгорания резко возрастают при практически постоянном объеме.

В так называемых ДВС высокого сжатия в среду сильно сжатого и нагретого до 500-600С с воздуха впрыскивается через форсунку жидкое топливо, которое самовоспламеняется и сгорает. Распыливания жидкого топлива в форсунке может осуществляться воздухом, сжатым в специальном компрессоре (компрессорные дизеля), или механическое распыливание при помощи топливного насоса (безкомпрессорные дизеля). После завершения сгорания совершается такт расширения (рабочий такт). Вблизи от НМТ открывается впускной клапан, давление падает и при движении поршня от НМТ до ВМТ отработавшие газы выталкиваются из цилиндра (такт выхлопа) при давлении, несколько большем от атмосферного. Такая диаграмма рабочего процесса обычно записывается

специальным прибором – индикатором, а полученная таким образом диаграмма называется индикаторной диаграммой. На индикаторной диаграмме откладывается объем цилиндра описываемый поршнем в данный момент.

Из-за высоких температур в цилиндре двигателя (порядка 1600-2000С) приходится интенсивно охлаждать цилиндр, чаще всего водой, поэтому между стенками цилиндра и продуктами сгорания все время происходит теплообмен.

Легко видеть, что действительные процессы, протекающие в ДВС, являются необратимыми (протекают с конечными скоростями, трением и теплообменом при конечной разности температуры), поэтому индикаторную диаграмму нельзя отождествлять с термодинамическим циклом.

Практически наиболее удобно подводить теплоту по изохоре либо по изобаре или по смешанному способу – изохоре и изобаре. В соответствии с этим для ДВС разработаны три теоретических цикла, имеющих практическое значение:

1. цикл с подводом теплоты при $V=\text{const}$;
2. цикл с подводом теплоты при $P=\text{const}$;
3. цикл со смешанным подводом теплоты при $V=\text{const}$ $H=\text{const}$.

Цикл с подводом тепла при постоянном объеме ($V=\text{const}$) является прототипом рабочего процесса в двигателях с принудительным зажиганием. Отличительной особенностью таких двигателей является сжатие горючей смеси (смеси паров бензина с воздухом). Этот цикл состоит из двух адиабат и двух изохор. (рис. 1-60). Адиабата 1-2 отвечает сжатию горючей смеси, изохора 2-3 сгоранию смеси (подвод теплоты), вследствие чего давление повышается. После этого продукты сгорания адиабатно расширяются (процесс 3-4). В изохорном процессе 4-1 от газа отводится теплота.

Цикл с изобарным подводом теплоты ($P=\text{const}$) состоит из двух адиабат, изобары и изохоры (рис.1-61) и является образцом для двигателей тяжелого топлива, которые называются компрессорными дизелями. В этих двигателях сначала сжимается по адиабате 1-2 чистый воздух, в результате чего его температура повышается до требуемой температуры самовоспламенения топлива. Затем в изобарном процессе 2-3 происходит впрыск и горение топлива. Далее происходит адиабатное расширение 3-4 и изохорный выхлоп 4-1.

Цикл со смешанным подводом теплоты характерен для так называемых бескомпрессорных двигателей тяжелого топлива с механическим распыливанием топлива (рис.1-62). Сжигание топлива в таком двигателе сначала происходит по линии $V=\text{const}$ (процесс 2-3) с повышением давления, а затем при постоянном давлении процесс 3-4. Введем понятия, которые являются основными характеристиками цикла.

$$\frac{U_1}{V_2} = \varepsilon$$

$$\frac{P_3}{P_2} = \lambda$$

$$\frac{V_4}{V_3} = \rho$$

Температуру газа в узловых точках цикла со смешанным подводом теплоты можно легко определить через начальную температуру и известные характеристики цикла, предполагая, что рабочее тело – идеальный газ:

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$$

$$T_3 = \lambda T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda$$

$$T_4 = \rho T_3 = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_1}\right)^{k-1}$$

$$T_5 = T_4 \rho^{k-1}$$

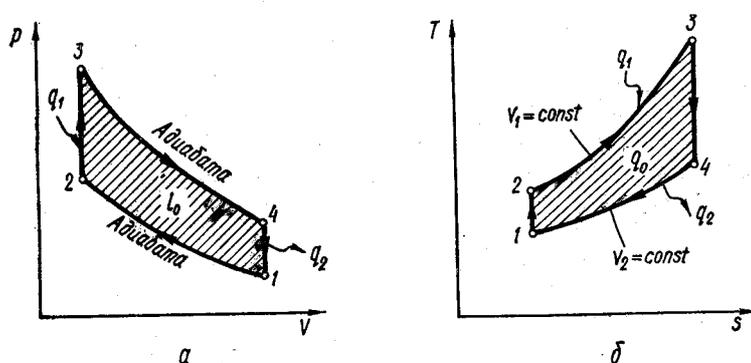


Рис. 1-60. Цикл д. в. с. с изохорным подводом теплоты:
а – в $p-v$ -координатах; б – в $T-s$ -координатах.

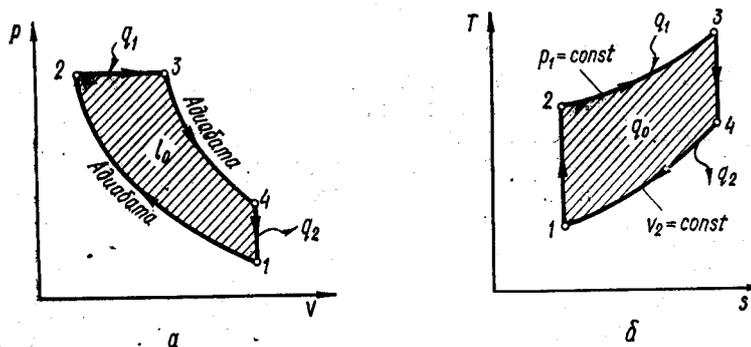


Рис. 1-61. Цикл д. в. с. с изобарным подводом теплоты:
а – в $p-v$ -координатах; б – в $T-s$ -координатах.

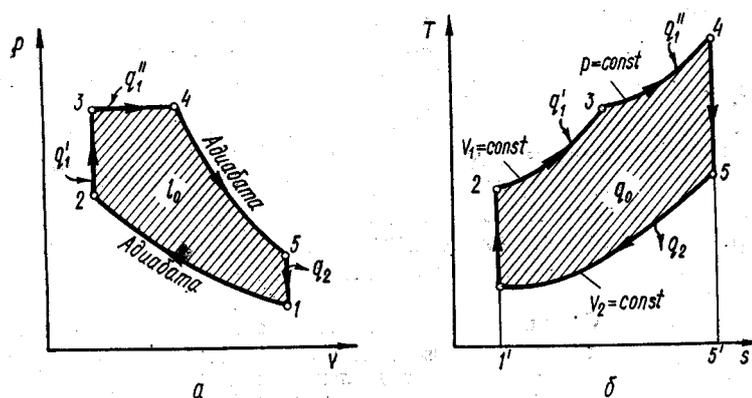


Рис. 1-62. Цикл д. в. с. со смешанным подводом теплоты:
а – в $p-v$ -координатах; б – в $T-s$ -координатах.

Количество подводимой и отводимой теплоты в цикле со смешанным подводом соответственно:

$$q_1 = q_1' + q_2'' = C_{vm}(T_3 - T_2) + C_{pm}(T_4 - T_3) = C_{vm}[T_1 \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]$$

$$q_2 = C_{vm}(T_5 - T_1) = C_{vm}T_1(\lambda\rho^k - 1)$$

Тогда термический КПД цикла со смешанным подводом теплоты

$$\eta_{t,v,p} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_{vm}T_1(\lambda\rho^k - 1)}{C_{vm}T_1\varepsilon^{k-1}[(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]} = 1 - \frac{\lambda\rho^{k-1} - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (61)$$

Из этого выражения следует, что термический КПД возрастает с увеличением степени сжатия и степени повышения давления и уменьшается с увеличением степени предварительного расширения.

$$\eta_{t,v} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (62)$$

$$\eta_{t,p} = 1 - \frac{\rho^{k-1} - 1}{k(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (63)$$

В зависимости от условий подвода теплоты и с учетом указанных ограничений значения термических КПД различных ДВС составляют в среднем 0,45-0,60.

Циклы паросиловых установок.

Преобразование энергии органического или ядерного топлива в механическую при помощи водяного пара осуществляется в паровых силовых установках (ПСУ), которые являются базой современной крупной энергетики. Принципиальная схема простейшей паросиловой установки показана на рис. 29, теоретический цикл – на рис. 1-71.

За начальное состояние здесь принята вода при некоторой температуре (точка 3), которая сжимается насосом (по 3-4) и подается в котел К при давлении P1.

В паровом котле за счет теплоты сгоревшего в топке топлива вода нагревается при постоянном давлении (процесс 4-5) до температуры кипения (точка 5), затем происходит парообразование (процесс 5-6). Полученный сухой насыщенный пар в пароперегревателе ПП перегревается до требуемой температуры (процесс 6-1).

В конденсаторе при помощи охлаждения воды от пара отнимается теплота парообразования и пар переходит при постоянных давлении и температуре в жидкость (процесс конденсации 2-3). В дальнейшем цикл повторяется. Рассмотренный основной цикл паросиловой установки называется циклом Ренкина, или простым конденсационным циклом.

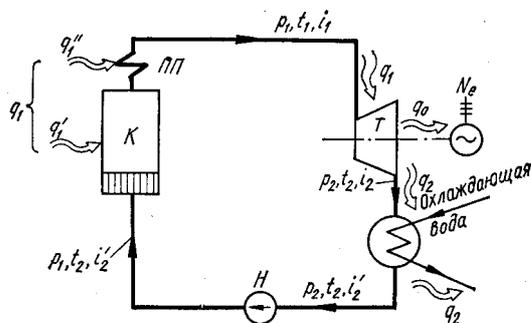


Рис.32 Принципиальная тепловая схема паросиловой установки.

Таким образом, в отличие от ДВС в паросиловой установке продукты сгорания топлива непосредственно не участвуют в цикле, а являются лишь источником теплоты. Рабочим телом служит пар какой-либо жидкости (главным образом воды).

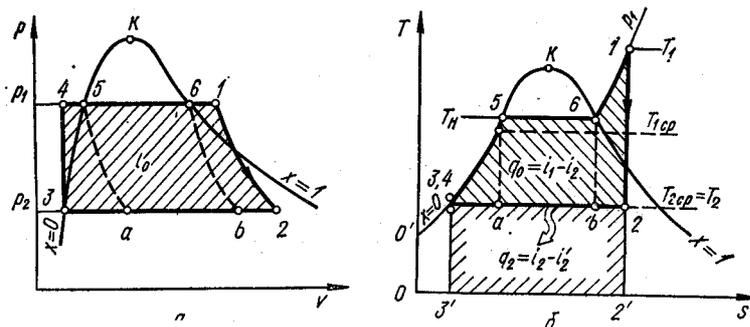


Рис 33 71. Основной цикл (цикл Ренкина) п. с. у.:
а — в $p-v$ -координатах; б — в $T-s$ -координатах.

Для паросиловых установок в заданном температурном интервале термодинамически наиболее выгодным циклом также мог бы быть цикл Карно. Однако его осуществление связано с большими трудностями. Цикл Карно относительно проще было бы осуществить в области влажного пара. В этом цикле конденсация пара в изотермическом процессе происходит не полностью, вследствие чего в последующем адиабатном процессе сжимается не вода, как в цикле Ренкина, а влажный пар, имеющий относительно большой объем. Сжатие пара связано с наличием специального компрессора и затратой относительно большой работы на сжатие, что значительно снижает общую экономичность установки и практически обесценивает термодинамические выгоды цикла Карно. По этой причине цикл Карно не получил практического осуществления и сохраняет лишь теоретическое значение как эталонный цикл, имеющий в заданном интервале температур максимальный термический КПД.

В рассмотренном выше цикле Ренкина осуществляется полная конденсация пара с последующим адиабатным сжатием 3-4 конденсата в насосе, что значительно уменьшает работу на адиабатное сжатие. Термической КПД цикла Ренкина может быть вычислен по общему выражению:

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

$$q_1 = i_1 - i'_2$$

$$q_2 = i_2 - i'_2$$

$$\eta_{\text{теор}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{i_1 - i'_2 - (i_2 - i'_2)}{i_1 - i'_2} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2} \quad (64)$$

Анализ циклов холодильных установок и тепловых насосов.

Общая характеристика холодильных установок.

Выработка искусственного холода и трансформация теплоты с более низкого температурного уровня на более высокий находят широкое применение в различных отраслях промышленности. Тепловые машины, предназначенные для понижения температуры тел ниже окружающей среды и непрерывного поддержания этой температуры, называются холодильными установками. Эти же тепловые машины, предназначенные для повышения температурного уровня теплоты окружающей среды, называются трансформаторами тепла, или тепловыми насосами.

В зависимости от температуры, которая должна быть достигнута при охлаждении, различают холодильные установки умеренного холода, охватывающие область температур до -70°C , и установки глубокого холода, охватывающие область температур до -200°C и ниже. Последние обычно используются для снижения воздуха и других газов.

По характеру рабочего тела (хладоагента) холодильные установки делятся на воздушные и паровые. В последних в качестве хладоагентов используют пара различных низкокипящих веществ (например, аммиак, фреоны).

В холодильных установках и тепловых насосах осуществляется переход теплоты от тел, менее нагретых, к телам, более нагретым, который является самопроизвольным процессом и, согласно второму закону термодинамики, требует какого-либо компенсирующего процесса. Таким процессом в холодильных установках может быть процесс превращения работы в теплоту (самопроизвольный процесс) или переход теплоты от горячего тела к холодному. Эти процессы требуют затраты энергии извне.

Установки, в которых энергия для получения холода затрачивается в виде механической работы на привод компрессора, называются компрессионными, а установки, в которых энергия затрачивается в виде теплоты на термохимическую компрессию, - абсорбционными.

Холодильные установки и тепловые насосы работают по обратным (против часовой стрелки) круговым процессам.

В заданном температурном интервале теоретически наиболее выгодным циклом холодильной установки является обратный цикл Карно. Однако из-за конструктивных трудностей и больших потерь на трение обратный цикл Карно не осуществим. Он является некоторым эталоном, с которым сравнивают эффективность других циклов действительных холодильных установок.

Промышленное получение холода впервые было осуществлено при помощи компрессионных воздушных холодильных установок, но в настоящее время они применяются редко из-за низкой эффективности и громоздкости.

Цикл паровой компрессионной холодильной установки.

Значительно более выгодным и удобным по сравнению с воздушными являются паровые компрессивные установки, позволяющие в области насыщенного пара приблизить холодильный цикл к обратному циклу Карно. Насыщенный пар низкокипящей жидкости (хладоагента) всасывается компрессором К и адиабатно сжимается до

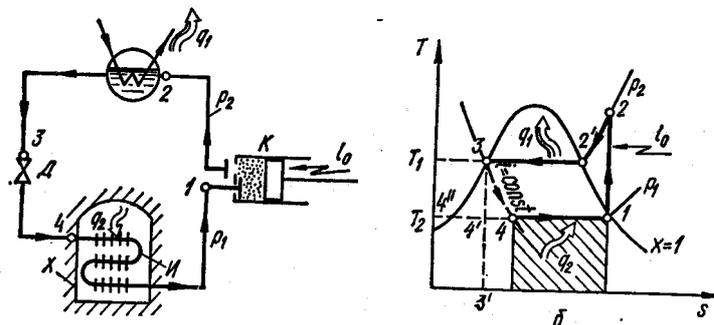


Рис.34

Эффективность циклов холодильных установок характеризуется холодильным коэффициентом.

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}$$

Количество теплоты отнятой 1кг хладоагента от охлаждаемой среды называется удельной хладопроизводительностью и определяется так:

$$q_2 = i - i_4 = i_1 - i_3$$

Следует отметить, что хотя замена расширительной машины дроссельным вентилем упрощает конструкцию установки и удешевляет ее стоимость, процесс дросселирования является необратимым, снижает хладопроизводительность установки ее эффективность.

Количество теплоты, переданной в конденсаторе охлаждающей среде при постоянном давлении:

$$q_1 = \text{пл. } 233' \text{ в } 2 = i_2 - i_3 \quad (66)$$

Тогда

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{i_1 - i_3}{i_2 - i_1} \quad (67)$$

Значения энтальпий в этом выражении определяют по таблицам соответствующего хладоагента или из диаграмм. При использовании T-s – диаграммы возникает необходимость в вычислении площадей, которые соответствуют количеству теплоты.

На рис. а приведена p-i диаграмма, а на рис б – цикл парокompрессионной установки в полном соответствии с рис. 35,б. Холодильный коэффициент по p-i диаграмме

$$\varepsilon = \frac{i_1 - i_4}{i_1 - i_2} = \frac{ab}{bc}$$

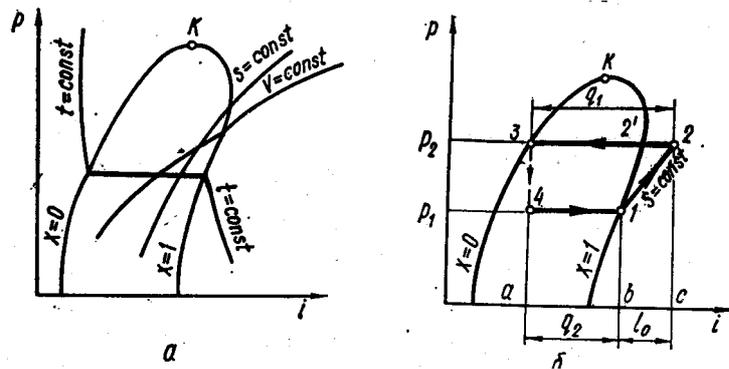


Рис.35

Затрата работы в компрессоре при адиабатном сжатии 1-2 может быть вычислена по формуле

$$l_0 = i_2 - i_1 \quad (68)$$

Теоретическая мощность, необходимая для привода компрессора холодильной установки, может быть вычислена по формуле:

$$N = l_0 m = \frac{Q_2}{\varepsilon} \quad (69)$$

В выражении (69) учтено, что

$$\varepsilon = \frac{q_2}{m l_0}$$

Реальный цикл парокompрессионной холодильной установки отличается от теоретического тем, что из-за наличия трения сжатие в компрессоре происходит не по адиабате, а по политропе. В результате этого увеличиваются затраты работы на сжатие и действительный холодильный коэффициент оказывается меньше теоретического.

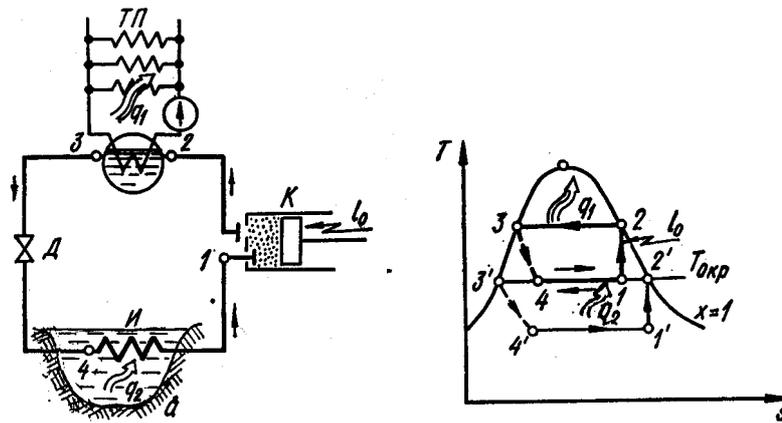
Эффективность холодильных установок зависит также от свойств хладагентов. К последним предъявляется ряд особых требований:

1. давление насыщенного пара хладагента, соответствующее требуемым низким температурам, должно быть выше атмосферного, т.к. при этом легче бороться с утечкой хладагента, чем с подсосом воздуха при вакууме; попадающий в хладагент воздух может замерзнуть при низкой температуре;
2. теплота парообразования должна быть по возможности большей, т.к. при одном и том же расходе хладагента она определяет хладопроизводительность установки;
3. хладагенты не должны оказывать вредного действия на здоровье человека и не должны обладать корродирующими свойствами.

Наиболее распространенным хладагентом является аммиак (-33,5 °С), позволяющий получить достаточно высокие холодильные коэффициенты и относительно невысокие давления в цикле. Однако из-за токсичности аммиака в последнее время широкое применение получили фреоны. По термодинамическим свойствам фреон-12 ближе к аммиаку, хотя меньшая его теплота парообразования обуславливает больший расход хладагента.

Цикл теплового насоса.

Тепловые насосы применяются для нагревания объекта, например для отопления помещений. Как и холодильная установка тепловой насос работает по обратному циклу, т.е. за счет затраты работы в компрессоре К (или теплоты другого потенциала) отбирает теплоту у источника низкой температуры и (теплоотдатчика) и сообщает теплоту источнику высокой температуры (теплоприемнику) ТП.



Источником теплоты низкой температуры для теплового насоса служит окружающая среда, например холодная вода водоемов, которая омывает испаритель И и испаряет в нем хладагент.

Теплоприемник (какой-либо потребитель теплоты) теплового насоса получает таким образом, кроме даровой теплоты, перенесенной от окружающей среды, также теплоту, эквивалентную затраченной работе (обычно электрической энергии).

Таким образом, циклами тепловых насосов служат циклы холодильных установок, работающих в другой области температур. Для холодильных установок окружающая среда является теплоприемником, куда отводится тепло, а в случае теплового насоса окружающая среда является источником теплоты, которая передается на более высокий температурный уровень.

Экономичность цикла теплового насоса, потребляющего для переноса теплоты работу, характеризуется коэффициентом парообразования теплоты

$$\psi = \frac{q_1}{l_0} = \frac{q_2 - l_0}{l_0} = \varepsilon + 1 \quad (70)$$

в тех случаях, когда в испаритель поступает охлаждающая вода промышленных печей, конденсаторов турбин и других производственных агрегатов, эффективность работы теплового насоса увеличивается.

Тепловые насосы еще не получили широкого распространения из-за относительной дороговизны электроэнергии, высокой стоимости машины. По мере усовершенствования технологии и удешевления электроэнергии тепловые насосы в будущем найдут широкое применение.

Основы теплопередачи.

Теплопередача (теория теплообмена) – учение о процессах распространения тепла.

С теплообменом приходится повседневно встречаться как в быту, так и в технике. Все процессы, протекающие в котельных агрегатах, турбинах, конденсаторах, тепловых двигателях любого типа и конструкции, сопровождаются теплообменом. Поэтому вопросами теплообмена приходится заниматься не только теплотехниками, но и представителям других инженерных наук.

Исследования показывают, что теплообмен – сложный процесс. Переход тепла из одной точки пространства в другую может протекать различными путями: теплопроводностью, конвекцией, излучением.

Теплопроводность – передача тепла непосредственно соприкасающимися частицами тел. Сущность процесса состоит в том, что кинетическая энергия структурных частиц тела (молекул, атомов, свободных электронов), передается от более нагретых частиц к менее нагретым. Это, как говорят, «микроформа» передачи тепла. В чистом виде теплопроводность имеет место в твердых телах и в очень тонких, неподвижных слоях жидкости (газа).

Конвекция – перенос тепла микроскопическими частицами жидкости (газа) путем перемещения этих частиц из одной точки пространства в другую («макроформа»). В этом случае более нагретые частицы жидкости сталкиваются с менее нагретыми и отдают им часть своей энергии теплопроводностью.

Частным случаем конвективного теплообмена является теплообмен соприкосновением между жидкостью и поверхностью твердого тела (стенкой).

Излучение (радиация) – процесс передачи тепла от одного тела к другому путем электромагнитных колебаний. Лучистая энергия, попадая на другие тела, частично или полностью поглощается этими телами и вызывает их нагрев.

В действительных условиях теплообмен осуществляется одновременно всеми тремя способами (сложный теплообмен).

Температурное поле.

Передача тепла теплопроводностью неразрывно связана с распределением температуры. Поэтому важно знать как изменяется температура во времени и при переходе из одной точки пространства в другую.

В общем случае температура t является функцией координат x, y, z и времени τ , т.е.

$$t = f(x, y, z, \tau)$$

Совокупность значений температуры в данный момент времени для всех точек пространства называют температурным полем. Уравнение является математической формулировкой такого поля.

Если температура не зависит от времени $t = f(x, y, z)$, то поле называется установившемся (стационарным), а процессы, протекающие в таких полях – стационарными.

Если температура зависит от времени $t = f(x, y, z, \tau)$, то поле называется нестационарным, а процессы, протекающие в таких полях – нестационарными.

Температурный градиент.

Соединяя точки выделенного пространства с одинаковой температурой, получим изотермические поверхности, которые в пересечении с плоскостью чертежа дадут семейство изотерм. Вдоль любой из этих изотерм $t, t+\Delta t$ температура не изменяется. Ее изменение будет наблюдаться в направлении x пересекающем изотермические поверхности. Наиболее резкое изменение температуры, будет проходить в направлении нормали n к изометрической поверхности.

Предел отношения изменения температуры Δt к расстоянию Δn между изотермами по

нормали, когда $\Delta n \rightarrow 0$, называется температурным градиентом:

$$\lim\left(\frac{\Delta t}{\Delta n}\right)_{\Delta n \rightarrow 0} = \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t \quad [\text{град} / \text{м}] \quad (2-1)$$

Температурный градиент – вектор, направленный по нормали к изометрической поверхности в сторону роста температуры ($\text{grad } t > 0$). Физический смысл – мера интенсивности изменения температуры в данной точке поля.

Значения температурного градиента, взятое с обратным знаком, называется падением температуры.

Закон Фурье.

Элементарное количество тепла dQ , проходящее через элемент изотермической поверхности dF путем теплопроводности за промежуток времени $d\tau$, пропорционально падению температуры, величине поверхности и времени, т.е.

$$dQ = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF \cdot d\tau \quad [\text{кДж}] \quad (2-2)$$

Здесь:

Q - количество переданного тепла;

λ - коэффициент теплопроводности;

$-\frac{\partial t}{\partial n}$ - падение температуры;

F - поверхность, нормальная к направлению перехода тепла;

τ - время.

Знак (-) в уравнении показывает, что теплота переходит в сторону понижения температуры.

Интегрируя уравнение, находим:

$$Q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \cdot F \cdot \tau \quad [\text{кДж}] \quad (2-3)$$

Тепловым потоком q называют количество тепла, которое передается в единицу времени через единицу поверхности:

$$q = \frac{Q}{F\tau} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \cdot \text{grad } t \quad [\text{кВт}/\text{м}^2] \quad (2-4)$$

Тепловой поток – вектор, направление которого совпадает с направлением

распространения тепла.

Коэффициент теплопроводности

Физический параметр, характеризующий способность тела проводить тепло.

Размерность можно установить на уравнении (2-4)

$$\lambda = \frac{q}{-\text{grad } t \cdot F \cdot \tau} \quad [\text{Вт}/\text{м} \cdot \text{град}] \quad (2-5)$$

Если принять

$$F = 1 [\text{м}^2], \tau = 1 [\text{сек}], \text{grad } t = 1 [\text{град}/\text{м}], \text{ то } \lambda = Q$$

Следовательно, коэффициент теплопроводности численно равен количеству тепла, которое проходит в единицу времени через 1м изотермической поверхности тела при условии, что градиент температуры на этой поверхности равен единице.

Коэффициент теплопроводности определяется опытным путем и имеет различные значения для разных тел. Как показывает теория и опыт, величина зависит от природы тела, его структуры, влажности и изменяется с изменением температуры. При увеличении температуры увеличивается для одних материалов и уменьшается для других материалов.

Хорошими проводниками тепла являются металлы. Наибольшее значение имеет серебро. Плохими проводниками тепла являются пористые материалы: асбест, войлок, пробки и т. д. Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей лежит в пределах от 0,09 до 0,7 Вт/м градус.

Значения величины для различных материалов выбирают из таблиц.

Распространение теплоты теплопроводностью в плоской и цилиндрической стенках при стационарном режиме.

Теплопроводность плоской однородной стенки

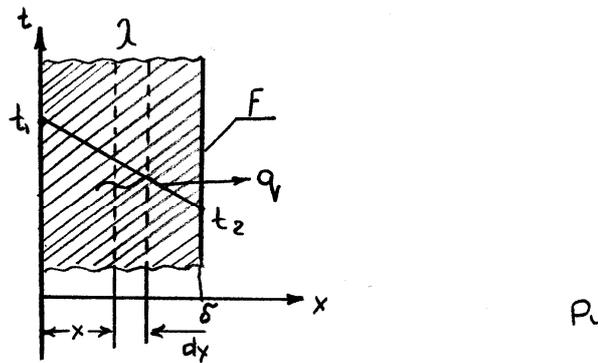


Рис.36

Задана однородная плоская стенка поверхностью толщиной δ (м); коэффициент теплопроводности материала стенки равен

На одной поверхности стенки поддерживается температура t_1 на другой t_2 .

Требуется найти тепловой поток q (Q) и вид зависимости $t=f(x)$.

Принимаем: длина и ширина стенки немного больше ее толщины. Тогда температурное поле стенки будет одномерным $t=f(x)$.

Двумя изотермическими поверхностями x и $x+dx$ вырезаем слой и для него на основании закона Фурье записываем:

$$g = -\lambda dt/dx \quad (2-6)$$

Разделяем переменные

$$dt = -\frac{q}{\lambda} dx$$

Интегрируем:

$$t = -\frac{q}{\lambda} \cdot x + c$$

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) = \frac{t_1 - t_2}{\delta/\lambda} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right] \quad (2-7)$$

Уравнение (2-7) является основным для расчета процесса распространения тепла в плоской стенке. Как видим, тепловой поток прямо пропорционален падению температуры и обратно пропорционален термическому сопротивлению стенки. Важно, что величина q определяется не абсолютным значением температур, а их разностью-температурным напором

Полное количество тепла q , передается через плоскую стенку поверхностью в течении t (сек) равно:

$$Q = q \cdot F \cdot \tau = \frac{t_1 - t_2}{\delta/\lambda} \cdot F \cdot \tau [\text{Дж}] \quad (2-8)$$

Характер зависимости $t=f(x)$:

$$t = -\frac{q}{\lambda} x + t_1 = -\frac{t_1 - t_2}{\delta/\lambda} \cdot x + t_1 = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} \cdot x \quad (2-9)$$

Уравнение (2-9) показывает, что температура по толщине однородной стенки изменяется по закону прямой линии.

Теплопроводность плоской многослойной стенки.

Многослойными называют стенки, которые состоят из нескольких разнородных слоев. Ограждающие поверхности (стены зданий, стенки топок и т.п.) обычно выполняются многослойными.

Пусть стенки (рис.36) состоят из 3-х разнородных, плотно прилегающих друг к другу слоев, так что соприкасающиеся поверхности имеют одну и ту же температуру.

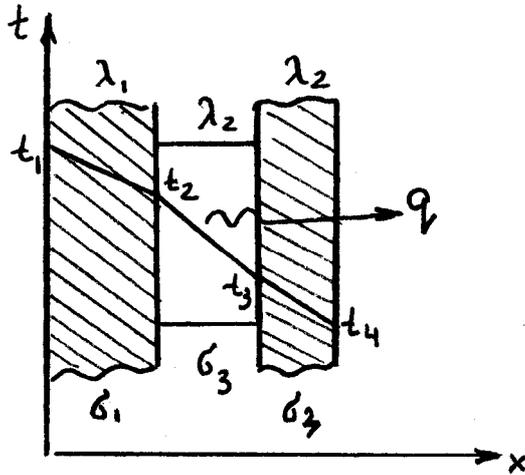


Рис.37

Дано: $\delta_1, \delta_2, \delta_3; \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ слоев, а также температуры наружных поверхностей многослойной стенки t_1 и t_4 .

Требуется определить: q (Q), t_2 и t_3 .

При стационарном режиме тепловой поток одинаков для каждого слоя составной стенки: $q_1=q_2=q_3=q$. Тогда

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\delta_1 / \lambda_1}; \quad q = \frac{t_2 - t_3}{\delta_2 / \lambda_2}; \quad q = \frac{t_3 - t_4}{\delta_3 / \lambda_3}$$

Откуда частные температурные напоры будут равны:

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad t_2 - t_3 = q \frac{\delta_2}{\lambda_2}; \quad t_3 - t_4 = q \frac{\delta_3}{\lambda_3}$$

Суммируя их, находим общий температурный напор стенки:

$$t_1 - t_4 = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right)$$

Откуда

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right)} \quad (2-10)$$

Следовательно, для определения численного значения q нужно общий температурный напор разделить на сумму термических сопротивлений слоев, составляющих многослойную стенку.

Неизвестные температуры поверхностей раздела слоев t_2 и t_3 находим из уравнений (а):

$$t_2 = t_1 - q \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad t_3 = t_2 - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = t_1 - q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) \quad \text{или} \quad t_3 = t_4 + q \frac{\delta_3}{\lambda_3}$$

полное количество тепла равно $Q = q \cdot F \cdot \tau$ [Дж]

внутри каждого слоя по его толщине температура изменяется по закону прямой, для многослойной стенки в целом она измеряется по закону ломанной прямой.

Теплопроводность однородной цилиндрической стенки (трубы).

Дано: длина трубы l м, радиусы: внутренний r_1 , наружный r_2 , диаметры соответственно d_1 и d_2 ; температуры: внутренней поверхности t_1 и наружной t_2 . Коэффициент теплопроводности материала трубы λ ($\lambda = \text{const}$). Требуется определить: q (Q) и закон изменения температуры по толщине стенки $t=f(r)$ (рис.38).

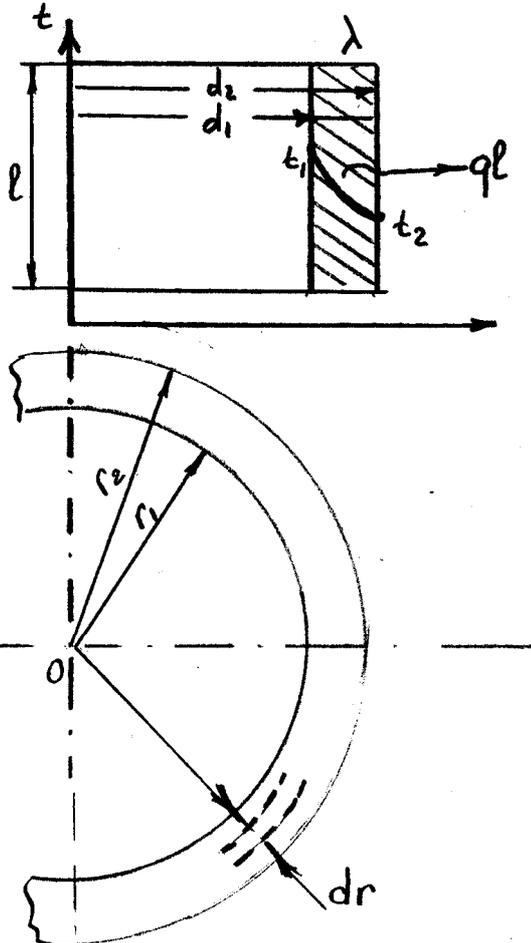


Рис.38

Принимаем, что длина трубы велика по сравнению с диаметром, поэтому торцевыми потерями пренебрегаем. Температурное поле трубы будет одномерным $t=f(r)$. Изометрические поверхности – цилиндрические поверхности, имеющие с трубой общую ось.

Двумя изометрическими поверхностями с радиусами r и $r+dr$ вырезаем слой толщиной d_2 . Тогда по закону Фурье:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} \cdot F = -\lambda \frac{dt}{dr} \cdot 2\pi r \cdot l \quad (2-11)$$

Разделяем переменные

$$dt = -\frac{Q}{2\pi\lambda \cdot l} \cdot \frac{dr}{r}$$

Интегрируем

$$t = -\frac{Q}{2\pi\lambda \cdot l} \ln r + c$$

Учитывая граничные условия, окончательно находим:

$$Q = \frac{l(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\pi r} \ln \frac{d_1}{d_2}} \quad [Bm] \quad (2-12)$$

Для удобства расчета теплопроводности трубы вводят понятия о следующих тепловых потоках:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{l(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\pi r} \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad \left[\frac{Bm}{m} \right]$$

- тепловой поток отнесенный к одному погонному метру длины трубы.

$$q_1 = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{t_1 - t_2}{\frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad \left[\frac{Bm}{m^2} \right] \quad (2-13)$$

- тепловой поток, отнесенный к 1 м² внутренней поверхности трубы.

$$q_2 = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{t_1 - t_2}{\frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad \left[\frac{Bm}{m^2} \right]$$

- тепловой поток, отнесенный к 1 м² внешней поверхности трубы.

Т.к. внутренняя и наружная поверхности трубы по величине различны, то различными получаются и значения тепловых потоков q_l и q_2 . величины q_l , q_1 и q_2 связаны между собой следующими соотношением:

$$q_l = \pi d_1 \cdot q_1 = \pi d_2 \cdot q_2 \quad [Bm/m]$$

Уравнение температурной кривой имеет вид:

$$t = t_1 - \frac{Q}{2\pi\lambda \cdot l} \cdot \ln \frac{d}{d_1} \quad [^{\circ}C] \quad (2-14)$$

Таким образом, по толщине цилиндрической стенки температура изменяется по закону логарифмической прямой.

Теплопроводность многослойной цилиндрической стенки.

Порядок решения задачи остается точно таким же как, и в случае многослойной плоской стенки и приводит к следующей расчетной формуле для „ n „ - слойной стенки:

$$q_e = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi l_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} \quad (2-15)$$

$$q_1 = \frac{q_e}{\pi d_1}; \quad q_n = \frac{q_e}{\pi d_{n+1}}; \quad Q = q_e \cdot l \quad [BT] \quad (2-16)$$

Неизвестные температуры поверхностей раздела слоев:

$$t_2 = t_1 - \frac{q_e}{2\pi l_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \quad t_3 = t_1 - q_e \left[\frac{1}{2\pi l_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi l_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \right] \quad (2-17)$$

Внутри каждого слоя температура изменяется по закону логарифмической кривой. Для многослойной стенки в целом температурная кривая ломанная логарифмическая кривая.

Многослойные цилиндрические стенки часто применяют для уменьшения тепловых потерь трубопровода в окружающую среду. В этом случае трубы покрываются одним или несколькими слоями тепловой изоляции.

Конвективный теплообмен.

Основные понятия

Конвективный теплообмен всегда связан с передачей тепла от жидкости к твердому телу или от твердого тела к жидкости. Этот процесс называют теплоотдачей. На рис. твердое тело (стенки) омываются потоком жидкости. Температура стенки выше температуры жидкости и поэтому теплота Q от стенки передается жидкости.

Количество тепла Q , которое передается при конвективном теплообмене прямо пропорционально поверхности стенки F , разности между температурами поверхности стенки и жидкости и времени:

$$Q = \alpha F (t_{ж} - t_{ст}) \cdot \tau \text{ [кДж]}$$

(уравнение Ньютона-Рихмана)

Коэффициент пропорциональности называют коэффициентом теплоотдачи. Коэффициент теплоотдачи - количественная характеристика процесса теплоотдачи определяющая собой интенсивность его протекания. Чем больше, тем интенсивнее протекает процесс теплоотдачи, тем большее количество тепла будет передано от стенки к жидкости.

Размерность находится из (2-18):

$$\alpha = \frac{Q}{F \cdot \tau \cdot (t_{ж} - t_{ст})} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right]$$

Если принять

$$F = 1 \text{ [м}^2\text{]}; \tau = 1 \text{ [сек]}; \Delta t = t_{ж} - t_{ст} = 1 \text{ [}^\circ\text{C]}$$

Следовательно, коэффициент теплоотдачи численно равен количеству тепла, которое передается за 1 (сек) от 1(м) поверхности твердого тела к жидкости при условии, что разность температур между ними равна 1 (с)

Коэффициент теплоотдачи представляет собой очень сложную величину, зависящую от многих факторов:

а). Режим движения жидкости.

Различают ламинарный и турбулентный режимы движения жидкости.

Первый наблюдается при малых скоростях движения жидкости, второй - при больших.

При ламинарном течении частицы жидкости движутся в строгом порядке вдоль стенок канала (трубы), поэтому оно является параллельно струйчатым. Элементы жидкости не перемещаются в направлениях, нормальных направлению потока.

Турбулентным (вихревым) называется движение, при котором частицы жидкости движутся неупорядоченно, хаотично, перемещаясь по сложным запутанным траекториям, не совпадающим с общим направлением течения. В этом случае наблюдается и поперечное движение частиц.

Различие между ламинарным и турбулентным режимами движения жидкости установил О. Рейнольдс. Доказав, что все зависит от значения безразмерного комплекса (критерий Рейнольдса)

$$Re = \frac{Wd\rho}{\mu} = \frac{Wd}{\nu}$$

Здесь: w -скорость движения жидкости:

d -диаметр трубы:

ρ - плотность жидкости:

μ - вязкость;

кинематическая вязкость.

Если $Re < 2200$, то движение жидкости носит ламинарный характер:

Если $Re > 2200$ то-турбулентный характер.

Характер движения жидкости определяет собой механизм передачи тепла.

В ламинарном потоке (рис.34) перенос тепла имеет молекулярный характер и осуществляется путем теплопроводности (от струйки к струйке). Интенсивность его определяется жидкости (очень мала).

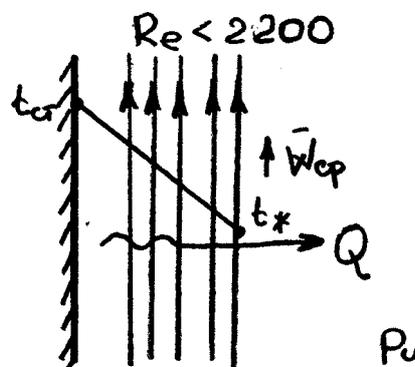


Рис.39

При турбулентном режиме движения жидкости (рис.39) около стенки имеется тонкий слой жидкости, в котором сохраняется ламинарный характер движения. Это так называемый погранслои, толщина которого составляет доли процента от радиуса трубы. В ядре потока жидкость бурно перемешивается, и перенос теплоты имеет молярный характер.

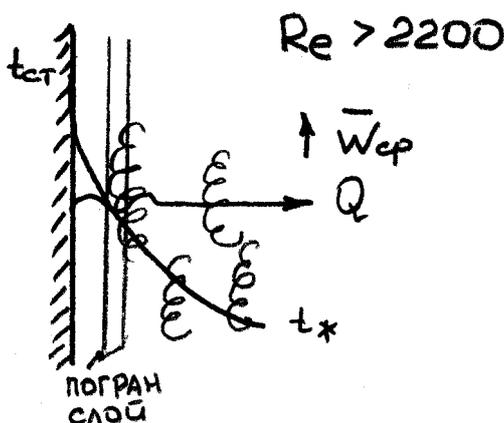


Рис.39

Б) Природа возникновения движения жидкости.

по природе возникновения различают свободное и вынужденное движение. Свободным называют движение, которое возникает из-за разности плотностей нагретых и холодных частей жидкости. Эта разность плотностей обуславливает подъемную силу, под действием которой нагретые частицы поднимаются (всплывают) кверху.

Свободное движение жидкости всецело определяется наличием теплообмена. Так как количество переданного тепла пропорционально поверхности тела и разности температур, то интенсивность свободного движения жидкости определяется именно этими факторами. Температурный напор определяет разность плотностей и подъемную силу, а поверхность твердого тела — зону распространения процесса

Теплообмен при свободном движении жидкости (капельной, упругой) называют свободной конвекцией.

Вынужденным называют движение, которое возникает под действием посторонних возбудителей (ветра, насоса, вентилятора). Условия вынужденного движения жидкости, как показывает опыт, определяется физическими свойствами жидкости, ее температурой. скоростью движения зависит от формы и размеров канала, в котором осуществляется движение.

Наряду с вынужденным одновременно может происходить и свободное движение жидкости. Относительное влияние последнего тем больше, чем больше разность температур между частицами жидкости и чем меньше скорость вынужденного движения. При больших скоростях вынужденного движения влияния естественной конвекции пренебрежимо мало

Теплообмен при вынужденном движении называют вынужденной конвекцией

в). Физические свойства жидкости.

В качестве жидких теплоносителей находят себе широкое применение самые разнообразные жидкости: воздух, газы, вода, нефть и ее погони и. т. д.

В зависимости от физических свойств этих жидкостей процесс теплоотдачи протекает различно и своеобразно. Непосредственное влияние на процесс теплоотдачи оказывают следующие параметры жидкости.

Для каждой жидкости эти параметры имеют определенное значение и зависят от температуры. Вязкость (коэффициент динамической вязкости) — сила внутреннего трения, которая возникает на поверхности соприкосновения двух слоев жидкости, скользящих друг по другу и зависит от сил сцепления между молекулами. Размерность μ сек/м²

Отношение вязкости к плотности называют кинематической вязкостью (коэффициентом кинематической вязкости):

$$\nu = \mu / \rho \left[\frac{\text{м}^2}{\text{сек}} \right]$$

Коэффициент теплопроводности

$$\alpha = \lambda / c_p \cdot \rho \left[\frac{\text{м}^2}{\text{сек}} \right]$$

— физический параметр, характеризующий теплоэнергетические свойства жидкости (вещества вообще). Величина этого параметра определяет собой в нестационарных тепловых процессах скорость изменения температуры. Чем больше величина: α : вещества, тем больше в нем скорость распространения температуры.

г). Форма и размеры твердого тела

Если взять наиболее простую форму тела, трубу, то из нее можно скомпоновать целую серию разнообразных теплоотдающих поверхностей (поверхностей нагрева). Каждая такая поверхность (рис. 46) создает свои специфические условия движения жидкости, т. е. свою конкретную гидродинамическую обстановку теплоотдачи, а поэтому влияет на интенсивность теплообмена и особенности его протекания.

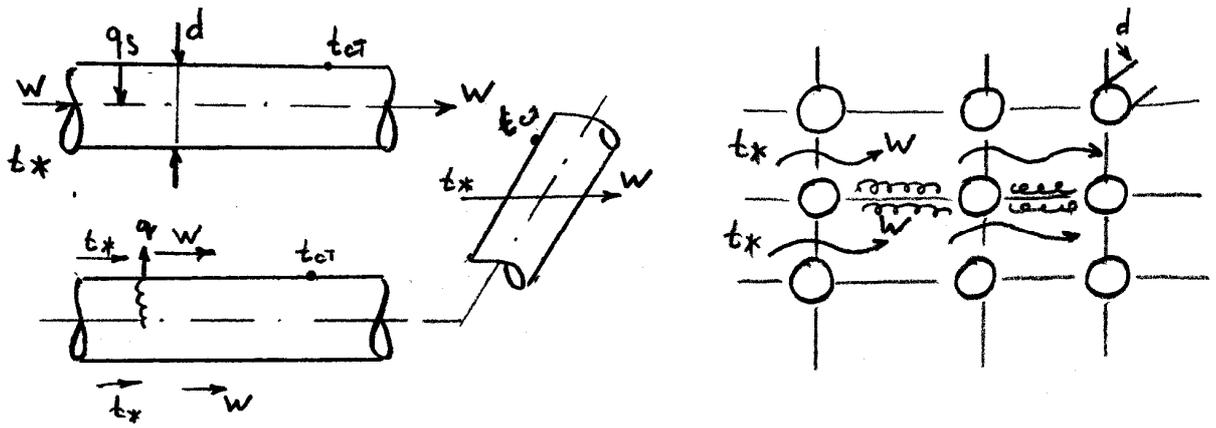


Рис.40

Таким образом, коэффициент теплоотдачи действительно является сложной величиной, зависящей от целого ряда факторов. Поэтому для одних и тех же твердого тела и жидкости, омывающее тело, может иметь самые различные значения.

Определяя своей величиной интенсивность процесса теплоотдачи между твердым телом и жидкостью, не являются физическим параметром жидкости (в отличие от коэффициента теплопроводности). Поэтому его называют количественной характеристикой процесса теплоотдачи.

Определение коэффициента теплоотдачи.

При изучении конвективного теплообмена основной задачей является определение величины коэффициента теплоотдачи. Для этой цели математическим путем подвергают количественному анализу всю совокупность явлений, происходящих при передаче тепла движущейся среде и составляет систему дифференциальных уравнений, применяя общие законы физики.

Полученным дифференциальным уравнением присоединяют условия однозначности, которые должны содержать все особенности данного конкретного случая теплоотдачи условия однозначности включают в себя:

1. Геометрические условия-характеризуют особенности протекания процесса в зависимости от формы и размеров твердого тела
2. Физические условия-характеризуют особенности протекания процесса в зависимости от физических свойств жидкости.
3. Граничные условия - характеризуют особенности протекания процесса на границах твердого тела - жидкость.
4. Временные условия-характеризуют особенности протекания процесса во времени.

Поэтому приходится решать задачу путем экспериментального интегрирования системы дифференциальных уравнений. Научной основой экспериментального интегрирования является теория подобия.

Теория подобия это учение о подобных явлениях. Термин (подобия) заимствован из геометрии. Известно, что если, например, два треугольника (рис.47) подобные, то их соответственные углы равны и сходственные стороны пропорциональные, т.е.

$$l'_1/l_1 = l'_2/l_2 = l'_3/l_3 = Cl \quad (2-19)$$

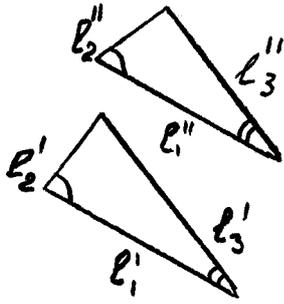


Рис.41

Уравнения (2-19)-математическая формулировка условий геометрического подобия. Установленное геометрией понятия подобия распространяют на любые физические явления. Это понятие применимо только к явлениям одного и того же рода, которые качественно и аналитически описываются одинаковыми уравнениями. Подобные физические явления могут протекать только в геометрически подобных системах.

Пусть в двух геометрически подобных системах протекают, какие либо подобные физические явления (рис.48). При анализе подобных явлений можно сопоставлять между собой только однородные величины (скорость и скорость: вязкость и вязкость и. т. д.). Только в сходственных точках пространства(a_1 и a_2) и сходственных моменты времени()

Учитывая геометрическое подобие систем 1 и 2, записываем:

$$\frac{x''}{x'} = \frac{y''}{y'} = \frac{z''}{z'} = \frac{t''}{t'} = Cl (a)$$

По аналогии с выражением (a) записываем:

$$\frac{\rho''}{\rho'} = C_\rho; \quad \frac{\mu''}{\mu'} = C_\mu; \quad \frac{v''}{v'} = C_v; \quad \frac{w''}{w'} = C_w (б)$$

Подобие двух физических явлений означает подобие всех величин, характеризующих это явление. Равенство (б) должны быть справедливым для любой пары сходственных точек. Поэтому приходится говорить о подобии полей указанных величин.

Для подобия физических явлений постоянства отношений однородных величин (б) еще не достаточно. Покажем это на следующем примере. Даны две геометрически подобные системы, в которых осуществляются подобные движения жидкости . (рис 49).

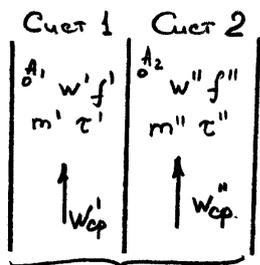


Рис.42

Движение любого материального тела подчиняется второму закону Ньютона. Выбираем две сходственные точки A_1 и A_2 для частиц жидкости в этих точках записываем

$$f' = m' \frac{dw'}{dt'}; \quad f'' = m'' \frac{dw''}{dt''}$$

Исходя из условия подобия будем иметь:

$$\frac{f''}{f'} = C_f; \quad \frac{m''}{m'} = C_m; \quad \frac{w''}{w'} = C_w; \quad \frac{\tau''}{\tau'} = C_\tau$$

$$f'' = C_f \cdot f'; \quad m'' = C_m \cdot m'; \quad w'' = C_w \cdot w'; \quad \tau'' = C_\tau \cdot \tau'.$$

Эти значения переменных подставляем в уравнение и находим:

$$f'' = m'' \frac{dw''}{d\tau''}$$

$$C_f \cdot f' = C_m \cdot m' \frac{C_w}{C_\tau} \cdot \frac{dw'}{d\tau'} = \frac{C_m \cdot C_w}{C_\tau} \cdot m' \frac{dw'}{d\tau'}$$

Из условия тождественности уравнения для первой системы получим

$$C_f = \frac{C_m \cdot C_w}{C_\tau}; \quad \frac{C_f \cdot C_\tau}{C_m \cdot C_w} = 1$$

Следовательно, выбор констант подобия ограничен условием: их комбинация должна быть равна единицы. Эту комбинацию называют индикатором подобия.

Заменим теперь константы подобия их значением:

$$\frac{C_f \cdot C_\tau}{C_m \cdot C_w} = \frac{f'' \cdot \tau''}{f' \cdot \tau'} \cdot \frac{m'}{m''} \cdot \frac{w'}{w''} = 1$$

$$\frac{f'' \cdot \tau''}{m' \cdot w'} = \frac{f' \cdot \tau'}{m' \cdot w'} = \frac{f \cdot \tau}{m \cdot w} = idem$$

Таким образом, для подобия физических явлений должны быть численно одинаковыми безразмерные отдельные отношения разнородных величин, характеризующих изучаемое явление, для любой пары сходственных точек. Такие безразмерные отношения разнородных величин в теории подобия называют критериями подобия

Принятые критерии подобия называть именами ученых и обозначать их двумя начальными буквами их фамилий

Критерии

$$N_e = \frac{f \cdot \tau}{m \cdot w} \text{ - называют критериям Ньютона}$$

Теория подобия является теорией эксперимента. При постановки эксперимента необходимо знать: 1) какие величины измерять в опыте? и 2) Как обрабатывать результаты опыта?

На эти вопросы теория подобия отвечает так: 1) На первый вопрос - в опыте надо измерять величины, которые входят в критерии подобия. При изучении движения материального тела надо измерять f , t , m , w , которые входят в критерий

$$N_e = \frac{f \cdot \tau}{m \cdot w}$$

2) На второй вопрос - результаты опыта надо обрабатывать в критерии подобия и находить зависимость между ними

$$f(K_1 K_2 \dots K_n) = 0$$

Зависимость (2-20) называют обобщенным или критериальным уравнением. Таким образом, теория подобия путем анализа, данного дифференциального уравнения найти из него критерии подобия.

на основании опытного изучения явления установить критериальную зависимость(2-20). Которая и будет решением данного дифференциального уравнения. В этом и состоит смысл эмпирического интегрирования дифференциальных уравнений.

Механическое (гидромеханическое) подобие явлений - определяет условия, при которых в геометрически подобных системах осуществляются подобные движения.

Основным критерием механического подобия является критерий Ньютона. Следовательно,

$$N_e = \frac{f \cdot \tau}{m \cdot w^2}$$

Здесь $f \cdot l$ - работа действующих сил; $m \cdot w$ - кинетическая энергия движущегося тела. Как видим критерий Ньютона показывает, как часть работы действующих сил расходуется на создание кинетической энергии движущегося тела. При этом:

1. Если действующие силы f являются силами тяжести, $f=mg$ то критерий переходит в критерий Фруда (Fr):

$$N_e = \frac{f \cdot \tau}{m \cdot w^2} = \frac{m \cdot g \cdot l}{m \cdot w^2} = \frac{g l}{w^2} = Fr; \quad Fr = \frac{g l}{w^2}$$

Критерий Fr показывают, какая часть работы сил тяжести преобразуется в скорость потока.

2. Если действующие силы являются силами давления. То критерий переходит в критерий Eu (Эйлера):

$$N_e = \frac{f \cdot l}{m \cdot w^2} = \frac{P \cdot l^2 \cdot l}{m \cdot w^2} = \frac{P}{\left(\frac{m}{l^3}\right) \cdot w^2} = \frac{P}{\rho \cdot w^2} = Eu$$

Критерий Eu показывает, какая часть работы сил давления преобразуется в скорость. Применяют его в несколько ином виде:

$$Eu = \frac{\Delta P}{\rho w^2}$$

Здесь ΔP - искомый перепад давлений (гидравлическое сопротивление).

3). Если действующие силы f являются силами трения, то критерий Ньютона переходит в критерий Рейнольдса:

$$N_e = \frac{f \cdot l}{m \cdot w^2} = \frac{\mu \cdot l^2 \cdot w \cdot l}{l \cdot m \cdot w^2} = \frac{\mu}{\left(\frac{m}{l^3}\right) w l} = \frac{\vartheta}{w l} = \frac{1}{Re}; \quad Re = \frac{w l}{\vartheta}$$

Критерий Re характеризует соотношение сил инерции и сил молекулярного трения в потоке жидкости и определяет характер движения жидкости.

Производным критерием механического подобия является критерий Грасгофа,

$$Cr = \beta g l^3 / \vartheta^2 \cdot \Delta t$$

характеризирующий соотношение подъемной силы возникающей вследствие разности плотностей жидкостей и силы молекулярного трения.

В технике при изучении движения жидкости искомой величиной является перепад давления (гидравлическое сопротивление) в трубопроводе или газоходе, которая входит в критерии. Поэтому опытным путем находят явное выражение функции:
 $E_u = f(Re)$

Тепловое подобие явлений-определяет условия, при которых в геометрических и механических подобных системах осуществляется подобие температурных полей и тепловых потоков. Обычным порядком из анализа соответствующих дифференциальных уравнений находят критерий подобия

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}; \quad Pe = \frac{wl}{a\lambda}; \quad F_0 = \frac{a \cdot \tau}{l^2}.$$

Здесь: Nu - критерий Нуссельта (критерий теплоотдачи) характеризует теплоотдачу на границе твердое тело- жидкость

Pe - критерий Пекле характеризует соотношение между теплым, переносимым конвекцией и теплым, переносимым теплопроводностью.

Это становится ясным, если раскрыть значение коэффициента a и, сделав соответствующие преобразования получить:

$$Pe = \frac{\rho w C_p \Delta t}{\lambda \cdot \Delta t / l} = \frac{q_{\text{конв}}}{q_{\text{теплот}}}$$

Здесь: w - массовый расход жидкости в секунду через каждый m^2 поперечного сечения канала:

$q_{\text{конв}}$ - конвективный поток тепла, т. е. количества тепла, который в 1 секунду проходит через один m^2 поперечного сечения канала:

Производным критерием теплового подобия является критерий Прандтля

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{wd \cdot \vartheta}{a \cdot wl} = \frac{\vartheta}{a}; \quad Pr = \frac{\vartheta}{a}$$

Критерий Прандтля характеризует физические свойства жидкости (капельной, упругой), являясь безразмерным физическим параметром жидкости. Его значение производят в таблицах.

При опытном изучении теплообмена искомой величиной является коэффициент теплоотдачи, который входит в состав критерия Нуссельта.

$$Nu = \alpha l / \lambda$$

Поэтому критериальное уравнение конвективного теплообмена представляется зависимостью:

$$Nu = f(F_0, Pe) = f(F_0; Re; Pr)$$

которую в явном виде находят опытом .

Опытное исследование различных физических явлений обычно проводят не на образце, а на его модели. Условие, которым должна удовлетворять модель, и протекающей на ней процесс, дает теория подобия.

Моделированием называют метод экспериментального исследования, в котором изучение какого-либо физического явление производится на уменьшенной модели.

Для того чтобы модель была подобно образцу необходимо выполнить следующее условие. Моделировать можно процессы, имеющие одинаковую физическую природу описываемые одинаковыми дифференциальными уравнениями. Условия однозначности

должны быть одинаковыми: образец и модель должны быть геометрически подобны: условие движения жидкости во входных сечениях образца и модели - подобной: в сходственных точках образцы и модели - подобие физических параметров: температурные поля на границах жидкой среды должны быть подобными.

Кроме того, в сходственных сечениях образцах и модели должны быть численно одинаковыми одноименные критерии подобия найденные из условий однозначности точно выполнить все эти условия трудно. Поэтому была разработана методика приближенного моделирования (метод локального моделирования).

Локальное моделирование состоит в том, подобие температурных полей осуществляется не во всем объеме аппарата. А в отдельных его местах-сечениях, где производится исследование теплоотдачи.

Моделирование является одним из основных методов научного исследования и широко используется во многих областях науки и техники. Оно позволяет обнаружить недостатки, имеющиеся в действующих технических устройствах, проверить вновь создаваемые аппараты.

Опытные данные по теплоотдаче.

Теплоотдача при свободном движении жидкости

Рассмотрим естественную конвекцию в неограниченном пространства у вертикальной трубы (рис. 43).

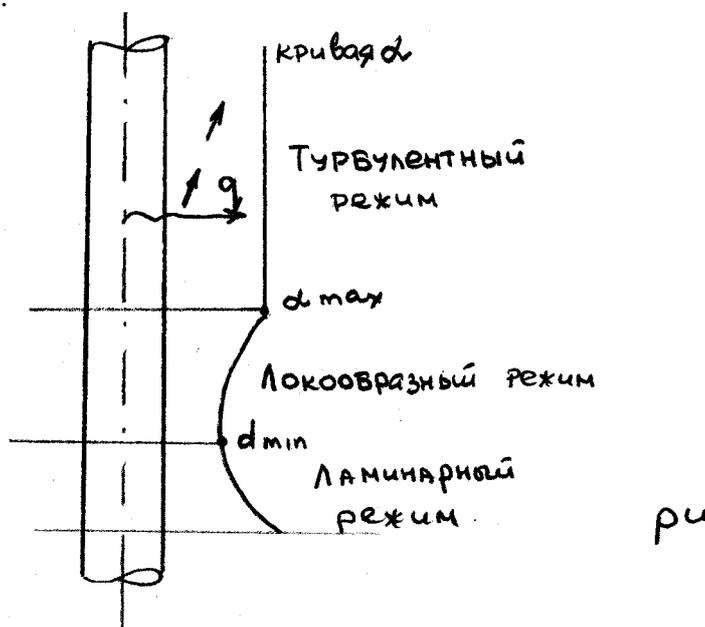


Рис.43

Внизу трубы скорости жидкости небольшие. Наблюдается ламинарное движение с постепенно увеличивающейся толщиной ламинарного слоя. Затем ламинарный слой начинает разрушаться, возникает локонообразное движение жидкости, которое постепенно усиливается и переходит в развитое турбулентное движение с ламинарным подслоем вблизи трубы. Соответствие с изменением толщины погранслоя и характера движения у стенки изменяется и коэффициент теплоотдачи. По мере увеличения толщина ламинарного слоя уменьшается где толщина ламинарного слоя достигает максимума. В области локонообразного движения постепенно возрастает и принимает величину в области развитого турбулентного движения жидкости

Характер движения жидкости и границы режимов в основном зависит от температурного напора. При малых значениях ΔT вдоль своей поверхности теплообмена преобладает ламинарное движение жидкости. При больших ΔT - турбулентный режим движения. В развитии естественной конвекции форма тела играет второстепенную роль. Основное значение для свободного потока играет величина поверхности тел, вдоль которой происходит теплообмен.

Многочисленные исследования по теплоотдаче производились с горизонтальными и вертикальными проволоками, трубами, шарами и различными жидкостями: воздухом, углекислотой, водой, маслом и различными органическими жидкостями. В результате обобщение опытных данных было получено следующие критериальное уравнение:

$$Nu_m = C [Gr \cdot Pr]_m^n \quad (2-21)$$

$[Gr \cdot Pr]_m$	C	n
$1 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8
$5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^7$	0,54	1/4
$2 \cdot 10^7 \div 1 \cdot 10^{13}$	0,135	1/3

Значение C и n зависят от произведения критериев подобия и выбираются из таблицы. За определенную температуру принята средняя температура в погранслое:

Определяющий называют температуру, по которой из справочных таблиц находят значения параметров жидкости (капельную, упругую).

За определяющий геометрический размер для труб и шаров принят их диаметр, для вертикальных поверхностей - их высота. Определяющие геометрическим размером называют такой характерный размер, который вводится в критерии подобия.

Формула (2-21) применима для любой жидкости при $Pr \geq 0,7$ индекс: $n = 1/4$: при критериях подобия указывает на то, что за определяющую температуру принята средняя температура в погранслое.

Естественная конвекция наблюдается у нагретых стен печей, трубопроводов, у батарей центрального отопления, в холодильниках при охлаждении продуктов и т. д. Этот вид теплообмена играет большую роль, как в промышленности, так и быту.

Теплоотдача при ламинарном течении жидкости в трубах.

При ламинарном движении жидкости большое значение имеет естественная конвекция, которая меняет закон распределения скорости по сечению трубы и интенсивность теплообмена. С появлением свободного движения теплота передается не только теплопроводностью, но и конвекцией. С ростом температурного напора роль конвекции возрастает.

На основании анализа и обобщения результатов большого ряда опытов получено следующее критерное уравнение:

$$Nu_{ж} = 0,17 \cdot Re_{ж}^{0,33} \cdot Pr_{ж}^{0,43} \cdot Gr_{ж}^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$$

По уравнению(2-22) определяют критерий Нуссельта, а по нему коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu_{ж} \cdot \lambda_{ж}/d$$

За определяющую температуру принята средняя температура жидкости за определяющий размер - эквивалентный диаметр трубы:

$$l_{опр} = d_{экв} = \frac{4 \cdot f}{U} [м]$$

$f[м^2]$ - площадь поперечного сечения канала

$U[м]$ -полный периметр сечения.

Уравнение дает среднее значение коэффициента теплоотдачи при, где l - длина трубы. Для коротких труб вводят поправку

$$\alpha_{\epsilon} = \alpha_{\phi} \cdot \epsilon_{\epsilon}$$

- Здесь:
- действительный коэффициент теплоотдачи с учетом длины трубы:
 - коэффициент теплоотдачи, найдены из формулы (2-22):
 - поправочный коэффициент на длину трубы ().
 - Выбирают из справочных таблиц.

Формула (2-22) применима для любой жидкости и наиболее полно учитывает влияние естественной конвекции и направление теплого потока. Последний фактор учитывает отношение, где Pr - критерий Прандтля жидкости при температуре стенки.

Теплоотдача при турбулентном течении жидкости в трубах.

При турбулентном жидкость в потоке интенсивно перемешивается и естественная конвекция почти не оказывает влияние на теплоотдачу. Температура жидкости по сечению ядра потока практически постоянно. Большое изменение температуры наблюдается лишь в пограничном слое. При нагревании жидкость интенсивность теплоотдачи выше, чем при охлаждении. Эта зависимость опять учитывается отношением на основании анализа и обобщения результатов большого ряда опытов для прямых гладких труб установлена зависимость:

$$Nu_{ж} = 0,021 \cdot Re_{ж}^{0,8} \cdot Pr_{ж}^{0,43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$$

За определяющую температуру принята средняя температура жидкости. (на это указывает индекс,ж., при критериях подобия), за определяющий геометрический размер эквивалентный диаметр трубы.

Формула (2-23) применима к трубам любой формы поперечного сечения: круглого, квадратного, прямоугольного, треугольного, кольцевого, щелевого при значениях $Re_{ж} > 10^3$.
 Уравнение (2-23) применимо для длинных труб, когда $Pr_{ж} > 0,1$. Для коротких труб вводят поправку:

$$\alpha_e = \alpha_{\phi} \cdot \varepsilon_e$$

При турбулентном сечении жидкости в изогнутых трубах из-за центробежного эффекта в поперечном сечении трубы возникает вторичная циркуляция, наличие которой приводит к увеличению. Поэтому на изгиб трубы вводят поправку: где ε_e - поправочный коэффициент на изгиб трубы. Коэффициенты выбираются из справочных таблиц.

Теплоотдача при поперечном умывании одиночной трубы.

Процесс теплоотдачи этого случая имеет ряд специфических особенностей. Условия умывания передней (фронтальной) и задней (кормовой) половин цилиндра совершенно различны. Поток жидкости отрывается от поверхности около экватора (рис 51) примерно 45% поверхности трубы омывается потоком жидкости безотрывно, остальная часть ее находится в вихревой зоне со сложным циркуляционным течением. В соответствии с такой картиной движения жидкости меняется коэффициент теплоотдачи по окружности трубы.

В лобовой части трубы ($\psi = 0^\circ$) теплоотдача имеет наибольшее значение ($\alpha_{\psi} = \alpha_{\phi}$), так как пограничный слой имеет наименьшую толщину. По мере движения жидкости вдоль поверхности трубы толщина пограничного слоя увеличивается и достигает максимального значения у экватора ($\psi = 90^\circ$ - 100%) достигает наименьшего значения ($\alpha_{\psi} = 0,5 \alpha_{\phi}$). За экватором, в кормовой части цилиндра происходит разрушение пограничного слоя толщина его уменьшается, а коэффициент теплоотдачи увеличивается, достигая снова максимального значения ($\alpha_{\psi} = \alpha_{\phi}$) при $\psi = 180^\circ$.

Опыт показывает, что величина теплоотдачи по окружности трубы зависит от скорости характера и направления потока жидкости, температуры и диаметра трубы от направления теплого потока, от внешних тел, изменяющих степень турбулизации потока и т. п. Рекомендуется следующие критериальные уравнения:

$$Re_{ж} = 10 \div 10^3 \dots Nu_{ж} = 0,59 \cdot Re_{ж}^{0,47} \cdot Pr_{ж}^{0,38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$$

$$Re_{ж} = 10^3 \div 2 \cdot 10^5 \dots Nu_{ж} = 0,21 \cdot Re_{ж}^{0,62} \cdot Pr_{ж}^{0,38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}$$

За определяющую температуру принята средняя температура жидкости, за определяющий линейный размер внешний диаметр трубы. Скорость надо брать в самом узком сечении канала, в котором установлена труба

На величину α_{ψ} оказывает влияние угол атаки ψ - угол между направлением потоком жидкостей и осью трубы. Уравнение (2-24) и (2-25) справедливы при $\psi = 90^\circ$.

Если $\psi \neq 90^\circ$, то вводят поправочный коэффициент:

$$\alpha_{\psi} = \alpha_{\phi} \cdot \varepsilon_{\psi}$$

Здесь: ε_{ψ} - поправочный коэффициент на угол атаки, который выбирается из соответствующих справочных таблиц

При нагревании жидкости коэффициент нагревания больше чем при ее охлаждении. Направление теплого потока учитывает соотношение () .

Теплоотдача при поперечном омывании пучка труб.

Гидродинамическая обстановка процесса теплоотдачи еще больше усложняется если в поперечном потоке жидкости имеется не одна, а целый пучок (пакет) труб (рис 53) .

Широкое применение на практике получили коридорный и шахматный пучки труб. Характеристика пучка: диаметр трубы и относительные шаги труб по ширине и глубине пучка.

От расположения труб в значительной степени зависит характер движения жидкости, омывания трубок и в целом теплоотдачи в пучке. Омывание трубок первого ряда, независимо от расположения труб в пучке практически не отличается от омывания одиночной трубы и зависит только от начальной турбулентности потока жидкости все трубки второго и последующих рядов в коридорных пучках находятся в вихревой зоне впереди стоящих: между трубками по глубине пучка получается застойная зона с относительно слабой циркуляцией жидкости. В шахматных пучках глубинные трубки по характеру омывания мало, чем отличаются от трубок первого ряда. Характер обтекания определяет и теплоотдачу. Теплоотдача второго и третьего рядов постепенно возрастает, так как поток жидкости турбулизируется.

По абсолютному значению теплоотдача в шахматных выше, чем в коридорных, что обусловлено перемешиванием жидкости омывающей трубы.

Опытные данные приводят к уравнениям:

Коридорный пучок

$$Nu_{ж} = 0,26 \cdot Re_{ж}^{0,65} \cdot Pr_{ж}^{0,33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \cdot \epsilon_s$$

где

$$\epsilon_s = \left(\frac{S_2}{d} \right)^{-0,15}$$

- поправочный коэффициент, учитывающий влияние шага труб по глубине пучка.

Шахматный пучок

$$Nu_{ж} = 0,41 \cdot Re_{ж}^{0,6} \cdot Pr_{ж}^{0,33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \cdot \epsilon_s$$

При вычислении критериев подобия за определяющую температуру $t_{ж}$ температура жидкости $t_{ж}$, за определяющий размер диаметра труб d надо брать в самом узком сечении ряда. Формулы справедливы для любых жидкостей и определяют среднее значение h для труб третьего и всех последующих рядов в пучке, т. е. для стабилизированного потока жидкости. Для труб первого ряда: для труб второго ряда в коридорных пучках $h_{1,2}$ шахматных пучках.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи для всего пучка в целом определяется по формуле

$$\alpha_{пуч} = \frac{\alpha_1 F_1 + \alpha_2 F_2 + \dots}{F_1 + F_2 + \dots}$$

Здесь: $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ - коэффициенты теплоотдачи 1, 2... рядов

поверхность нагрева всех труб 1, 2 ...рядов
 Формулы (2-26), (2-27) справедливы, если угол атаки равна 90гр. Если 90гр, то вводят поправку:

$$\alpha_{\psi} = \alpha_{\phi} \cdot \epsilon_{\psi}$$

Поправочный коэффициент выбирают из справочных таблиц.

Теплоотдача при кипении жидкости. (рис 54)

Кипение- процесс перехода жидкости в пар при ее нагревании. Характерная особенность- образование новой фазы-пары. Строго постоянную температуру имеет пар. На поверхности жидкости жидкость несколько перегрета:

Направление от поверхности жидкости и поверхности нагрева (рис 54) температура жидкости почти не изменяется. Резкое ее изменение наблюдается в слое толщиной 2-5 мм у стенки от до .

Пузырьки пара возникают на поверхности нагрева и только в центрах парообразования. Последним является неровности самой стенки и выделяющиеся из жидкости пузырьки газа. При достижении определенных размеров пузырьки пара отрываются от поверхности и всплывают наверх, а на их месте возникают новые пузырьки. Величина пузырька пара зависит от смачивающей способности жидкости. Если жидкость смачивает поверхность, то пузырьки пара имеют тонкую ножку и легко отрываются. Если жидкость не смачивает поверхности, то пузырьки пара имеют толстую ножку и при отрыве пузырька ножка остается. Рост пузырьков до отрыва от поверхности нагрева и движение их после отрыва вызывают интенсивную циркуляцию и перемешивание жидкости в погранслое, вследствие чего резко возрастает теплоотдачи от поверхности жидкости. Такой режим называют пузырьчатым кипением. При пузырьчатом кипении все тепло от поверхности нагрева передается пограничному слою жидкости, так как площадь соприкосновений ножек пузырьков пара с поверхностью весьма незначительна

С возрастанием температурного напора или теплового потока число центров парообразования увеличивается. Их становится так много, что образующиеся пузырьки пара сливаются между собой и образуют пленку пара, отделяющую жидкость от поверхности нагрева. Такой режим кипения называют пленочным. Паровая пленка неустойчива: она непрерывно разрывается на части и удаляется в виде больших пузыре, а на ее месте возникает новая пленка. В виду малой теплопроводности пара пленка создает большое термическое сопротивление. Теплоотдача от стенки и жидкость резко падает, а температурный напор значительно возрастает

Коэффициент теплоотдачи в условиях свободного движения в большом объеме зависит от физических свойств жидкости, температурного напора и далее, на рис 55 приведена зависимость.

При малых температурных напорах (), значения определяется условиями свободной конвекции однофазной жидкости (участок а в). при увеличении быстро возрастает и происходит интенсивная пузырьчатое кипение. В точке К наступает изменение режима кипения. Пузырчатое кипение переходит в пленочное, а при дальнейшем повышении резко падает.

Величины, соответствующие моменту перехода пузырьчатого режима кипения в пленочный, называют критическими. Установление существования имеет большое практическое значение для выбора оптимального режима работы и кипятильных и выпарных аппаратов. Необходимо оставаться в рамках пузырьчатого режима кипения. Переход через сопровождается резким ухудшением работы аппарата. Пленочное кипение, возникнув, обладает большой устойчивостью. Для восстановления пузырьчатого кипения приходится весьма значительно снижать тепловую нагрузку по сравнению.

При пузырьчатом кипении воды для пользуются следующими расчетными формулами:

$$\alpha = 3,15 \cdot q^{0,7} \cdot p^{0,15}$$

Или

$$\alpha = 46 \cdot \Delta t^{2,33} \cdot p^{0,15} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right]$$

здесь:

- температурный напор;
- абсолютное давление пара;

- тепловой поток (тепловая нагрузка) молекулы пара поникает путем диффузии. К термическому сопротивлению пленки добавляется термическое сопротивление газа. Опыт учит, что при содержании в паре 1% воздуха понижает величину на 60%. По этой причине при работе промышленных конденсаторов воздух непрерывно отсасывается.

Компоновка поверхности охлаждения.

Одиночную трубу, выполняющую роль поверхности охлаждения, можно расположить или горизонтально или вертикально (рис 59).

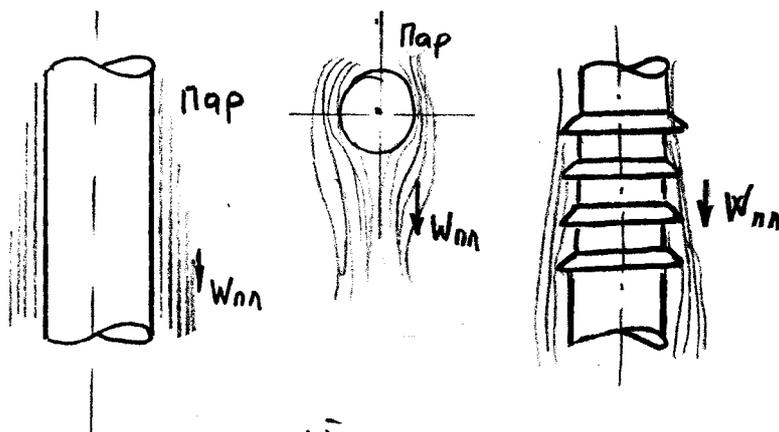


Рис.44

Конденсат, стекая по вертикальной, непрерывно увеличивает толщину пленки. При горизонтальном расположении пленки такого нет.

$$\alpha_{г.тр} = 2\alpha_{в.тр.}$$

Для вертикальной трубы коэффициент теплоотдачи уменьшается из-за утолщения пленки. В этом случае величины пленки можно увеличить путем установки по высоте трубы конденсатороотводных колпачков. Установка таких колпачков через каждые 10 (см) по вертикальной трубе Н=3 (см) увеличивает среднее значение в 2-3 раза.

Физические свойства пара.

Формулы (2-29) и (2-30) применимы для паров любых веществ. Если при конденсации водяного пара (давление 1 бар) принять за 100%, то для сернистой кислоты он равен 80%; аммиака -70%; углекислоты -50%; спирта – 25%; бензола -20%.

Приведенные цифры имеют ориентировочный характер и дают представление лишь о порядке величин

Теплообмен излучением.

Общие понятия и определения.

Лучистая энергия возникает за счет энергии других видов в результате сложных молекулярных и внутриатомных процессов. Природа всех лучей одинакова; лучи – распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны. Источником теплового излучения является внутренняя энергия каждого тела. Количество лучистой энергии в основном зависит от физических свойств и температуры излучающего тела.

Электромагнитные волны различаются между собой или длиной волны или числом колебаний в секунду. При этом

$$c = \lambda \cdot \nu = 300000 \text{ [км/сек]}$$

Нас будут интересовать лучи, который поглощаются телами и при поглощении их энергия переходит в тепло – световые и инфракрасные лучи ($\lambda = 0,8-40$). Эти лучи называются тепловыми, а процесс их распространения – тепловым излучением (лучеиспускание).

Лучеиспускание свойственно всем телам и каждое из них излучает энергию непрерывно, если $T > 0$ [К]. При попадании на другие тела это энергия частью поглощается, частью отражается и частью проходит сквозь тело. После ряда поглощений излученная энергия полностью распределяется между телами. Следовательно, каждое тело, не только непрерывно излучает, но и непрерывно поглощает лучистую энергию.

За единицу лучистой энергии принимают количество ее, эквивалентное 1 кДж. Энергия Q , излученная телом в единицу времени, выражается в Дж/сек=Вт. Количество энергии, излучаемое единицей поверхности в единицу времени, называется излучительной или лучеиспускательной способностью тела $E = Q/F$ [Вт/М²].

Если из всего количества лучистой энергии, падающей на тело часть поглощается, отражается и проходит сквозь тело, то на основании закона сохранения энергии (рис.60), можем записать:

$$Q_A + Q_R + Q_D = Q_0$$

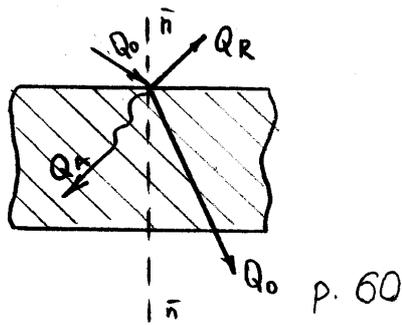
$$\frac{Q_A}{Q_0} + \frac{Q_R}{Q_0} + \frac{Q_D}{Q_0} = 1$$

$$A + R + D = 1$$

Здесь: $A = \frac{Q_A}{Q_0}$ – поглощательная способность тела (коэффициент поглощения);

$R = \frac{Q_R}{Q_0}$ – отражательная способность тела (коэффициент отражения);

$D = \frac{Q_D}{Q_0}$ – пропускательная способность тела (коэффициент проницаемости).



Если тело поглощает все падающие на него лучи, то такое тело называют абсолютно черным. Если тело полностью отражает все падающие на него лучи ($R=1; A=0; D=0$), то такое тело при правильном отражении (поверхность отражает лучи под тем же углом под которым они падают на нее) ее называют зеркальным – при диффузном отражении (падающий луч при отражении расщепляется на множество лучей, идущих по всевозможным направлениям) – называют абсолютно белым (например, мел). Если падающие лучи полностью проходят сквозь тело ($D=1; A=0; R=0$), то тело называют абсолютно прозрачным.

Абсолютно черных, белых и прозрачных тел в природе нет. Значения коэффициентов A, R, D зависит от природы тела, его температуры и длины волны излучения. Твердые тела и жидкости для тепловых лучей практически непрозрачны (атермичны), т.е. $D=0$ и $A+R=1$.

Если лучеиспускающая способность тела равна E_1 (рис.61), то это значит, что тело само излучает количество лучистой энергии E_1 – собственное излучение тела (полностью определяется температурой и физическими свойствами данного тела). Извне на данное тело падает лучистая энергия от других тел в количестве E_2 – падающее излучение (определяется температурами и физическими свойствами окружающих тел). Часть падающего излучения в количестве A_1E_2 поглощается данным телом – поглощенное излучение, остальная часть в количестве $(1-A_1)E_2$ отражается данным телом – отраженное излучение.

Собственное излучение тела в сумме с отражением называют эффективным излучением тела:

$$E_{эф} = E_1 + (1 - A_1)E_2 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right]$$

$E_{эф}$ – фактическое излучение тела. Которое мы ощущаем или измеряем соответствующими приборами. Качества собственного и отраженного излучений различны, их спектры различны. Однако для тепловых расчетов это различие значения не имеет, т.к. рассматривается лишь энергетическая сторона процесса.

Основные законы теплового излучения.

Закон Планка. Устанавливает зависимость между интенсивностью излучения, длиной волны и абсолютной температурой тела.

Излучательная способность тела E – количество энергии, излучаемое единицей поверхности в единицу времени для всех длин волн. Интенсивность излучения – излучательная способность тела для длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$.

По закону Планка (рис.62):

$$E_{0\lambda} = C_1 \lambda^{-5} / e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1$$

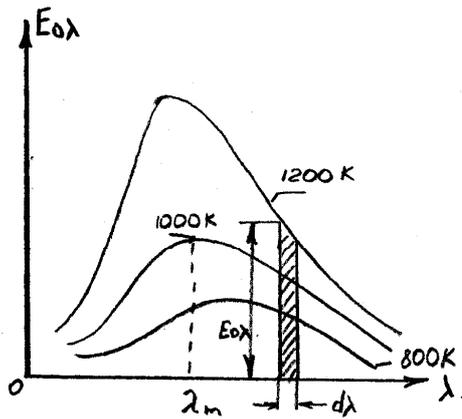


Рис.45

Заштрихованная элементарная площадка равна:

$$E_{0\lambda} \cdot d\lambda = dE_0$$

Тогда полное количество лучистой энергии, излучаемое всеми длинами волн

$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} \cdot d\lambda$ – равно площади под кривой спектра.

Следовательно, лучеиспускательная способность тела E есть интегральное излучения тела.

Как следили, закон Планка – закон распределения лучистой энергии по длинам волн в спектре абсолютно черного тела.

Закон Планка справедлив для абсолютного черного тела. Большинство же технических материалов – серые тела. Серым называют тело, у которого отношение интенсивности излучения к интенсивности излучения абсолютно черного тела при заданной температуре для всех длин волн остается постоянной величиной:

$$\frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} = \varepsilon = \text{const}$$

Таким образом, серые тела имеют сплошной (непрерывный) спектр, по интенсивности излучения на каждой данной длине волны при любой температуре в определенное число раз меньше, чем у абсолютно черного тела (рис.63).

Закон Стефана Больцмана.

Закон об общем (интегральном) излучении абсолютно черного тела. Устанавливает зависимость между всей энергией излучения абсолютно черного тела и его абсолютной температурой: $E_0=f(T)$. Записывается так:

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

Здесь

$$C_0 = 5,67 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \cdot (\text{°К})^4 \right]$$

- коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Таким образом, количество энергии, излучаемое абсолютно черным телом, пропорционально четвертой степени абсолютной температуры.

Опытами Стефана и других исследователей было показано, что закон (2-23) применим и для серых тел.

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

Где С коэффициент излучения серого тела. Его значение зависит от природы тела, состояния его поверхности и от Т (С=0,5-5,67).

Расчетное уравнение (2-33) принимает вид:

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon \cdot C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = \varepsilon \cdot 5,67 \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

Закон Кирхгофа. Устанавливает связь между излучительной и поглощательной способностями тел. Формулируется так: отношение излучательной способности и поглощательной для всех тел одинаково равно излучательной способности абсолютного черного тела и зависит только от температуры Т:

$$\frac{E}{A} = E_0 = f(T)$$

т.к.

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4; \quad E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

то

$$\frac{C \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4}{A} = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4$$

или

$$\frac{C}{A} = C_0; \quad C = A' \cdot C_0$$

Закон Кирхгофа остается справедливым и для монохроматического излучения (одноцветного) и записывается так:

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = E_{0\lambda} = f(\lambda, T)$$

Поэтому тело, которое излучает энергию, при какой либо длине волны, способно поглощать ее при той же длине волны. Если тело не поглощает энергию в какой-то части спектре, то оно в этой части спектра и не излучает.

Лучистый теплообмен между телами.

В теплотехнических расчетах обычно требуется рассчитать лучистый теплообмен между телами, качество поверхностей, размеры и температуры которых заданы. На основании этих данных энергия излучения обеих тел всегда может быть определена по закону Стефана – Больцмана.

Задача сводится к учету влияния формы и размеров тел, их взаимного расположения, расстояния между ними и их степеней черноты.

В виде примера рассмотрим теплообмен излучение между двумя параллельными пластинами.

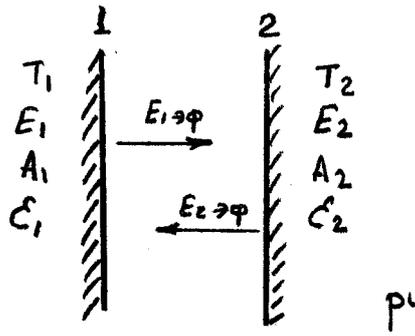


Рис.46

$$q_{12} = E_{1\rightarrow\phi} = E_{2\leftarrow\phi}$$

Здесь:

$$E_{1\rightarrow\phi} = E_1 + (1 - A_1)E_{2\leftarrow\phi}; \quad E_{2\leftarrow\phi} = E_2 + (1 - A_2)E_{1\rightarrow\phi}$$

$$E_{1\rightarrow\phi} = \frac{E_1 + E_2 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}$$

$$E_{2\leftarrow\phi} = \frac{E_1 + E_2 - A_2 E_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}$$

Учитывая при этом, что

$$E_1 = A_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4; \quad E_2 = A_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4$$

$$q_{12} = A_{пр} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = C_{пр} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \left[\text{Вт/м}^2 \right]$$

- расчетное уравнение для лучистого теплообмена между параллельными пластинами.

Коэффициентами $A_{пр}$ и $C_{пр}$ называются приведенными коэффициентами поглощения и излучения системы тел, между которыми протекает лучистый теплообмен. Определяется из формул:

$$A_{пр} = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}$$

$$C_{пр} = A_{пр} \cdot C_0 = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$$

Выводы из (2-38): 1) Если одно из тел абсолютно черное, то приведенный коэффициент излучения равен коэффициенту излучения второго тела; 2) Если одно из тел белое (например, $A=0$) то теплообмен излучением невозможен; 3) В любых других случаях приведенный коэффициент излучения меньше, чем наименьший из коэффициентов.

Экраны для защиты от излучения.

В тех случаях, когда необходимо уменьшить передачу теплоты излучением, прибегают к установке экранов. Обычно экран представляет собой тонкий металлический лист с большой отражательной способностью.

Рассмотрим действие экрана между двумя параллельными пластинами. Тепловой поток, передаваемый от первой пластины ко второй (без экрана) равен:

$$q_{1-2} = C_{12p} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

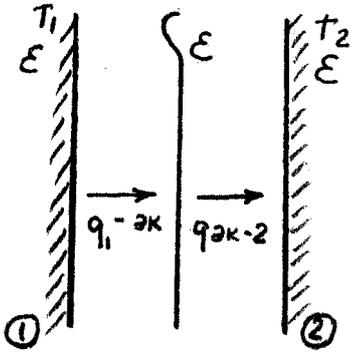


Рис.47

Помещаем экран. Поверхности стенок и экрана считаем одинаковыми. Коэффициенты излучения пластин и экрана между собой. Тогда приведенные коэффициенты излучения между пластинами без экрана, между пластиной и экраном равны между собой. Тогда

$$q_{1-эк} = C_{12p} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

$$q_{эк-2} = \left[\left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

При установившемся тепловом состоянии всей системы

$$\left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 = 1/2 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

$$q_{1-эк} = q_{эк-2} = 1/2 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = 1/2 q_{1-2}$$

Таким образом, при наличии одного экрана количества тепла, переданного излучением уменьшается в 2 раза. Легко показать, что установка 2-х экранов уменьшает теплообмен излучением в 3 раза; установка n экранов уменьшает теплообмен в (n+1) раз.

Излучение газов.

Излучение газов резко отличается от излучения твердых тел. Одно и двухатомные газы прозрачны для тепловых лучей. Значительной излучательной и поглощательной способностью обладают многоатомные газы, например CO₂; SO₂ и т.д.

Отметим следующие особенности излучения газов:

1. Твердые тела имеют сплошной спектр излучения; они излучают и поглощают лучистую энергию всех длин волн. Газы не излучают и поглощают энергию лишь в определенных интервалах длин волн, расположенных в различных частях спектра. Вне

этих полос газы прозрачны. Таким образом, излучение и поглощение газов имеет избирательный (селективный) характер.

- У твердых тел, которые для тепловых лучей непрозрачны, излучение и поглощение лучистой энергии происходит в поверхностном слое. У газов же излучение и поглощение энергии происходит во всем

объеме. Когда луч встречает на своем пути слой газа, то этот луч частично поглощается, частично проходит через толщу газа и выходит с другой стороны слоя с интенсивностью, меньшей, чем при входе. Слой очень большой толщины может практически поглотить луч целиком. Поглощательная способность газа зависит от его парциального давления или числа молекул и температуры.

- Излучение газов не следует закону Стефана – Больцмана. Однако в основу практических расчетов лучеиспускания газов применяют закон Стефана-Больцмана. Получающиеся при этом несоответствие учитывают введением поправки на степень черноты газа.

Сложный теплообмен.

Суммарный коэффициент теплоотдачи.

В реальных условиях все виды теплообмена – теплопроводность, конвекция и лучеиспускание – протекают одновременно, как-то влияя друг на друга. Теплообмен, учитывающий все виды передачи тепла, называется сложным теплообменом.

Например, количество тепла, передаваемое от газа к стенке конвективным путем определяется по формуле

А путем излучения – по формуле:

Тогда общее количество тепла будет равно:

$$q = q_k + q_\lambda = d_k(t_{ж} - t_{ст}) + \varepsilon C_0 \left[\left(\frac{T_{ж}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right] = \left[d_k + \varepsilon C_0 \left(\frac{T_{ж}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right] / (T_{ж} - T_{ст}) \cdot (t_{ж} - t_{ст}) = (\alpha_k - \alpha_\lambda)(t_{ж} - t_{ст}) = \alpha(t_{ж} - t_{ст})$$

Здесь:

$$\alpha = \frac{\varepsilon \cdot C_0 \left[\left(\frac{t_{ж}}{100} \right)^4 - \left(\frac{t_{ст}}{100} \right)^4 \right]}{T_{ж} - T_{ст}} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right] - \text{коэффициент теплоотдачи, излучением}$$

$$\alpha = \alpha_k \cdot \alpha_\lambda \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right] - \text{суммарный коэффициент теплоотдачи}$$

Теплопередача через плоскую стенку.

Процесс передачи тепла от одной жидкости (горячей) к другой (холодной) через перегородку (стенку) называется теплопередачей.

Примеры: передача тепла от греющей воды к воздуху помещения через стенки нагревательных батарей центрального отопления; передача тепла от дымовых газов к воде через стенки кипятильных труб в парокотлах и т.д. В этих случаях стенки служат проводником теплоты и изготавливаются из материала с высокой теплопроводностью.

В других случаях, когда требуется уменьшить потери тепла, стенка должна быть изолятором и изготавливаться из материала с хорошими теплоизоляционными свойствами.

Рассмотрим случай плоской однослойной стенки (рис.66).

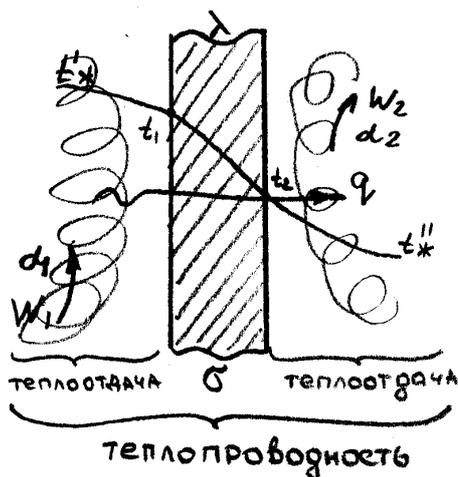


Рис.48

Теплообменные аппараты.

Общие понятия и определения.

Теплообменный аппарат – устройство, которое служит для передачи тепла от одного теплоносителя к другому.

По принципу действия различают: рекуперативные, регенеративные и смешительные теплообменные аппараты.

Рекуперативные – аппараты, в которых одна и та же поверхность нагрева омывается то горячей, то холодной жидкостью. Примерами могут служить регенераторы мартеновских печей, воздухоподогреватели доменных печей и т.д.

Рекуперативные и регенеративные теплообменные аппараты являются поверхностными аппаратами.

Смешительные – аппараты, в которых процесс теплопередачи происходит путем непосредственного соприкосновения и смещения горячей и холодной жидкостей. Теплопередача протекает одновременно с массообменом. Примерами служат градирии – башенные охладители, скрубберы и т.д.

Теплообменные аппараты в большинстве случаев значительно отличаются друг от друга как по своим формам и размерам, так и по применяемым в них рабочим телам. В качестве теплоносителей используются разнообразные капельные и упругие жидкости в самом широком диапазоне давлений и температур.

Несмотря на большое разнообразие теплообменных аппаратов, основные положения теплового расчета для них остаются общими.

В теплообменных аппаратах движение теплоносителей осуществляется по трем основным схемам (рис.68).

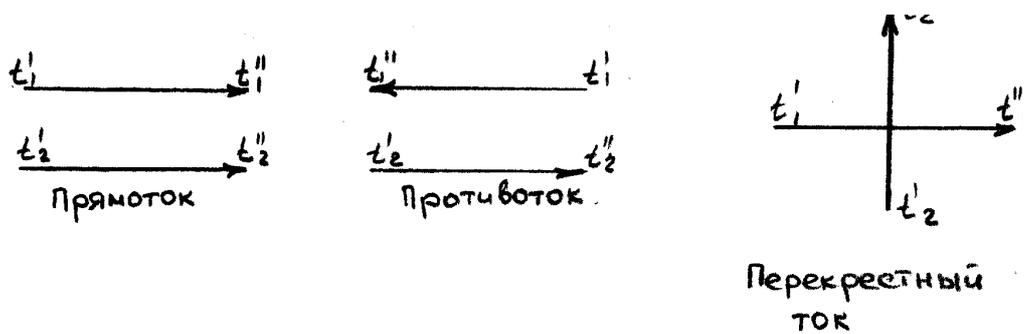


Рис.49

Если горячая и холодная жидкости протекают параллельно и в одном направлении. То такая схема движения называется прямотоком.

Если жидкости протекают параллельно, но в прямо противоположных направлениях – противотоком.

Если жидкости протекают в перекрестном направлении, то – перекрестным током.

Кроме перечисленных основных схем движения жидкостей, в теплообменных аппаратах применяют более сложные схемы движения, включающие все три основные схемы: одновременно прямоток и противоток, многократно-перекрестный ток и т.д.

Задачи теплового расчета аппаратов.

При проектировании новых аппаратов целью теплового расчета является определение поверхности нагрева, если последняя известна, то целью расчета является определение конечных температур рабочих жидкостей.

Основные расчетные уравнения:

1. Уравнение теплопередачи:

$$Q = K \cdot F \cdot (t_1 - t_2) \text{ [Вт]}$$

В общем случае температуры рабочих жидкостей в аппарате непрерывно изменяются: горячая жидкость охлаждается, а холодная – нагревается. Поэтому будет изменяться и температурный напор между ними.

$$\Delta t_x = (t_1 - t_2)_x$$

Для элемента поверхности теплообмена

$$dQ = k \cdot \Delta t_x \cdot dF_x$$

Тогда общее количество тепла, переданное через поверхность F будет определяться интегралом последнего выражения, т.е.

$$Q = \int_0^F K \cdot \Delta t_x \cdot dF_x = K \cdot \Delta t \cdot F \text{ [Вт]}$$

Следовательно,

$$\Delta t = 1/F \int_0^F \Delta t_x dF_x$$

- среднее значение температурного напора для всей поверхности теплообмена.

2. Уравнение теплового баланса без учета тепловых потерь:

$$Q = w_1 f_1 \rho_1 c_{p1} (t_1' - t_1'') = w_2 f_2 \rho_2 c_{p2} (t_2'' - t_2') \text{ [Вт]}$$

Нижний индекс „1,, означает, что величин относится к горячей жидкости, индекс „2,, - к холодной жидкости. Верхний индекс „’,, обозначает температуру жидкости при входе, „’- при выходе жидкости из аппарата.

Величина

$$w f \rho C_p = \vartheta \rho C_p = \mu C_p = W \left[\frac{\text{Вт}}{\text{град}} \right]$$

называется водяным, или условным, эквивалентом теплоносителя.

Водяной эквивалент теплоносителя W – количество воды, которое по теплоемкости эквивалентно теплоемкости секундного расхода данной жидкости.

С учетом сделанных замечаний перепишем уравнение (2-48) в виде:

$$w_1(t_1' - t_2'') = w_2(t_2'' - t_2')$$

$$\frac{t_1' - t_1''}{t_2'' - t_2'} = \frac{\delta t_1}{\delta t_2} = \frac{w_2}{w_1}$$

$$\frac{dt_1}{dt_2} = \frac{w_1}{w_2}$$

Таким образом, температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена аппарата изменяются обратно пропорционально их водяным эквивалентам. Такое соотношение справедливо как для всей поверхности теплообмена F , так и для каждого ее элемента dF .

Если по горизонтальной оси откладывать значения поверхности аппарата, а по вертикальной оси – значения температур в различных точках поверхности, то для аппаратов с прямотоком и противотоком получим температурные графики, представленные на рис.43 и рис.44.

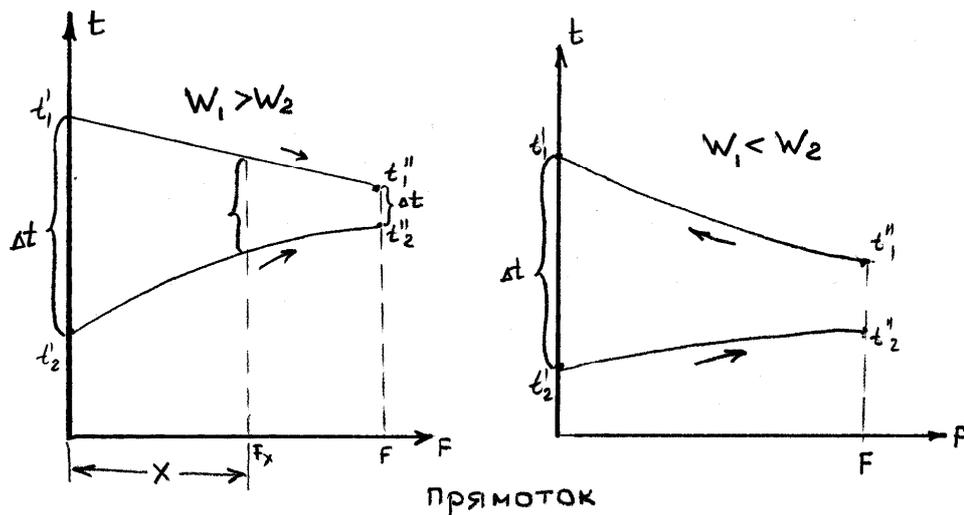
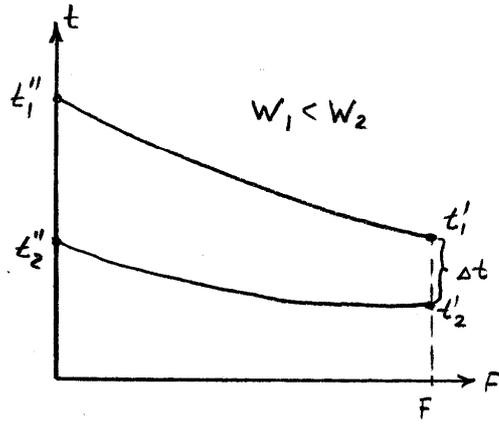
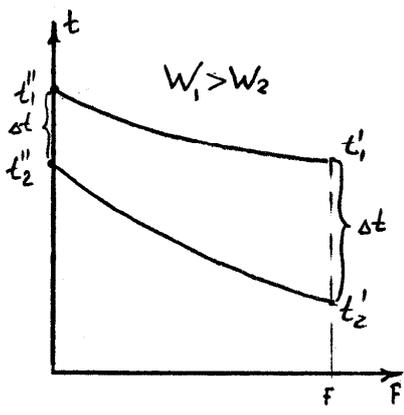


Рис.50



ПРОТЯВОТОК

Рис.51

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видим, характер изменения температуры рабочих жидкостей зависит от схемы их движения и от соотношения между их водяными эквивалентами. Большое значение температуры получается для той жидкости, у которой W меньше.

Выводы из рисунков 43 и 44: 1) При прямотоке конечная температура холодного носителя всегда ниже конечной температуры горячего теплоносителя. Следовательно, в аппаратах с противотоком, при одинаковых условиях, можно нагреть холодную жидкость до более высокой температуры, чем в аппаратах с прямотоком. 2) Температурный напор вдоль поверхности теплообмена при прямотоке изменяется сильнее, чем при противотоке. Среднее значение температурного напора при противотоке больше, чем при прямотоке. Поэтому при прочих равных условиях противоточный теплообменник получается более компактными (имеет меньшие размеры).

Если температура одной из жидкостей остается величиной постоянной Ию схемы прямотока и противотока оказываются равноценными.

Средний температурный напора, если температуры рабочих жидкостей вдоль поверхности теплообмена аппарата изменяются незначительно, то средний температурный напор определяется как среднеарифметический:

$$\Delta t = 0,5 (\Delta t_{\text{б}} + \Delta t_{\text{м}}) [^{\circ}\text{C}] \quad (2-50)$$

Если температуры рабочих жидкостей вдоль поверхности теплообмена изменяются значительно, то средний температурный напор определяется как средне логарифмический:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{\text{б}} - \Delta t_{\text{м}}}{2,3 \lg \frac{\Delta t_{\text{б}}}{\Delta t_{\text{м}}}}$$

Здесь $\Delta t_{\text{б}}$ - разность температур двух теплообменных сред в том конце, где она больше;
 $\Delta t_{\text{м}}$ - разность температур двух теплообменных сред в том конце, где она меньше.

Литератры

1. Волин Э. М. Ионно-плазменные методы получения износостойких температур. 1984. N 10. С.55-74.
2. Горелик С. С., Расторгуев Л. Н., Скаков Ю. А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М. Металлургия, 1970. 368 с.
3. Гордиенков А. Анализ влияния фазового состава покрытий из теплообменник на эксплуатационные характеристики режущих инструментов.
4. Андриевский Б.Р., Гаврилов С.В., Нагибина О.Л., Томчина О.Г., Шестаков В.М. Теория цифровых и нелинейных систем автоматического управления: Методические указания / Под. ред. В.М. Шестакова: С-Пб.: ИПМаш. РАН; 2000. 52 с.
5. Андриевский Б.Р., Фредков А.Л. Элемент математического моделирования в программных средах MATLAB 5 и Scilab. -С-Пб.: Наука, 2001.
6. Ключев В.И. Теория электропривода.- М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. **www.teplotexnik.com**