



**ОСНОВЫ
ТЕПЛОТЕХНИКИ**
МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ

КОЛОСОВ М.В.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	2
1 Основные параметры состояния рабочего тела, уравнение состояния идеальных газов, смеси идеальных газов	4
2 Основные законы термодинамики	15
3 Циклы газовых двигателей.....	29
4 Водяной пар и циклы паровых двигателей	45
5 Теплопроводность.....	61
6 Теплопроводность с внутренними источниками теплоты и теплопроводность при нестационарном режиме.	83
7 Конвективный теплообмен	97
8 Тепловое излучение	104
Приложение	110
Заключение	114
Список использованных источников	115

ВВЕДЕНИЕ

Теплотехника – общетехническая дисциплина, изучающая методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принцип действия и конструктивные особенности тепло- и парогенераторов тепловых машин, агрегатов и устройств. Теоретическими разделами теплотехники являются техническая термодинамика и теория теплообмена.

Термодинамика — раздел физики, изучающий наиболее общие свойства макроскопических систем и способы передачи и превращения энергии в таких системах. В термодинамике изучаются состояния и процессы, для описания которых можно ввести понятие температуры. Процессы, происходящие в термодинамических системах, описываются макроскопическими величинами (температура, давление, концентрации компонентов), которые вводятся для описания систем, состоящих из большого числа частиц, и не применимы к отдельным молекулам и атомам, в отличие, например, от величин, вводимых в механике или электродинамике. Законы термодинамики носят общий характер и не зависят от конкретных деталей строения вещества на атомарном уровне. Поэтому термодинамика успешно применяется в широком круге вопросов науки и техники.

Современную термодинамику принято делить на равновесную (или классическую) термодинамику, изучающую равновесные термодинамические системы и процессы в таких системах, и неравновесную термодинамику, изучающую неравновесные процессы в системах, в которых отклонение от термодинамического равновесия относительно невелико и ещё допускает термодинамическое описание.

В равновесной термодинамике вводятся такие переменные, как внутренняя энергия, температура, энтропия, химический потенциал. Все они носят название термодинамических параметров (величин). Классическая термодинамика изучает связи термодинамических параметров между собой и с физическими величинами, вводимыми в рассмотрение в других разделах физики, например, с гравитационным или электромагнитным полем, действующим на систему. Химические реакции и фазовые переходы также входят в предмет изучения классической термодинамики. Однако изучение термодинамических систем, в которых существенную роль играют химические превращения, составляет предмет химической термодинамики, а техническими приложениями занимается теплотехника.

В системах, не находящихся в состоянии термодинамического равновесия, например, в движущемся газе, может применяться приближение локального равновесия, в котором считается, что соотношения равновесной термодинамики выполняются локально в каждой точке системы. Однако в неравновесной термодинамике переменные рассматриваются как локальные не только в пространстве, но и во времени, то есть в её формулы время может входить в явном виде.

Теория теплообмена – это учение о процессах переноса теплоты в пространстве. Теплообмен – это самопроизвольный процесс переноса энергии от более нагретого тела к менее нагретому телу. Различают три элементарных способа переноса тепла: теплопроводность, конвекция и тепловое излучение.

Теплопроводность представляет собой молекулярный перенос теплоты в телах (или между ними), обусловленный переменной температурой в рассматриваемом пространстве. Теплопроводность характерна для твердых, жидких и газообразных тел. Однако в твердых телах является главным видом передачи тепла, а в жидкостях и газах второстепенным.

Конвекция возможна только в текущей среде. Под конвекцией теплоты понимают процесс ее переноса при перемещении объемов жидкости или газа (текущей среды) в пространстве из области с одной температурой в область с другой температурой. Перенос теплоты связан с переносом самой среды.

Тепловым излучением называется явление переноса тепла в виде электромагнитных волн. В этом случае непосредственный контакт между телами отсутствует.

В действительности элементарные виды теплообмена не обособлены и в чистом виде встречаются редко. В большинстве случаев один вид теплообмена сопровождается другим. Например, обмен теплом между твердой поверхностью и жидкостью (или газом) происходит путем теплопроводности и конвекции одновременно и называется конвективным теплообменом или теплоотдачей.

Разновидностью теплотехники является теплоэнергетика. Теплоэнергетика – отрасль энергетики и теплотехники, занимающаяся преобразованием теплоты в другие виды энергии, главным образом в механическую и через неё в электрическую, то есть производством тепловой и электрической энергии.

1 Основные параметры состояния рабочего тела, уравнение состояния идеальных газов, смеси идеальных газов

Рабочим телом называют вспомогательное вещество, используемое для работы той или иной тепловой машины (теплового двигателя, холодильной установки, теплового насоса). В подавляющем большинстве случаев рабочее тело является газообразным веществом.

Рабочие газообразные тела обычно делят на идеальные и реальные газы. Под **идеальным газом** понимают воображаемый газ, в котором отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, а сами молекулы имеют пренебрежимо малый объем. Реальный газ состоит из молекул, объемом которых пренебречь нельзя и между молекулами существуют силы взаимодействия. Одно и то же рабочее тело относят к идеальному газу или реальному в зависимости от термодинамического состояния, в котором оно находится.

Термодинамическое состояние газообразного вещества характеризуется тремя основными параметрами: абсолютное давление, удельный объем и температура.

Для измерения давления используют барометры, манометры и вакуумметры различных типов. С помощью барометров измеряют атмосферное давление. Манометры используют для измерения разности давлений в резервуаре (установке) и атмосферным в том случае, если это давление больше атмосферного. В противном случае используются вакуумметры.

Абсолютное давление подсчитывают по формулам:

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{ман}} + p_{\text{бар}}, \quad (1)$$

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}}. \quad (2)$$

В этих формулах $p_{\text{абс}}$, $p_{\text{ман}}$, $p_{\text{бар}}$, $p_{\text{вак}}$ – соответственно, абсолютное, манометрическое, барометрическое давление и давление вакуумметра.

Удельный объем вещества представляет собой объем, занимаемый единицей массы этого вещества.

$$v = \frac{V}{m} \quad (3)$$

где v – удельный объем, м³/кг; V – объем тела, м³; m – масса тела, кг.

При измерении температуры пользуются термометрами различных типов и двумя основными температурными шкалами: шкалой Цельсия и абсолютной (шкалой Кельвина).

Для сравнения различных газов между собой по объему их приводят к так называемым **нормальным физическим условиям (НФУ)**, характеризующимся давлением $p_{\text{н}} = 760$ мм рт. ст. (0.1013 МПа) и температурой $t_{\text{н}} = 0$ °С (273.15 К).

Основные параметры газа связаны между собой функциональной зависимостью, называемой **уравнением состояния**:

$$F(p, v, T) = 0. \quad (4)$$

Далее рассмотрим основные величины молекулярной физики и соотношения между ними.

$$m = \rho \cdot V, \quad (5)$$

где ρ – плотность вещества (масса единицы объёма). В свою очередь:

$$m = m_0 \cdot N, \quad (6)$$

где m_0 – масса частицы вещества, N – число частиц вещества (атомов или молекул).

Концентрация вещества n (число частиц в единице объёма) рассчитывается по формуле, м^{-3} :

$$n = \frac{N}{V}. \quad (7)$$

Произведение массы частицы m_0 на число частиц в единице объёма n даст массу единицы объёма, т.е. плотность:

$$m_0 \cdot n = \frac{m_0 \cdot N}{V} = \frac{m}{V} = \rho. \quad (8)$$

Тогда:

$$m_0 \cdot n = \rho. \quad (9)$$

Массы и размеры частиц невообразимо малы по нашим обычным меркам. Например, масса атома водорода порядка 10^{-24} г, размер атома порядка 10^{-8} см. Из-за столь малых значений масс и размеров число частиц в макроскопическом теле огромно. Оперировать столь грандиозными числами, как число частиц, неудобно. Поэтому для измерения количества вещества используют специальную единицу – моль.

Один моль – это количество вещества, в котором содержится столько же атомов или молекул, сколько атомов содержится в 12 граммах углерода. А в 12 граммах углерода содержится примерно $6.02 \cdot 10^{23}$ атомов. Стало быть, в одном моле вещества содержится примерно $6.02 \cdot 10^{23}$ частиц. Это число называется постоянной Авогадро $N_A \approx 6.02214129(27) \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$.

Количество вещества обозначается ν . Это число молей данного вещества. Число молей, умноженное на число частиц в моле, даст общее число частиц:

$$N = \nu \cdot N_A. \quad (10)$$

Масса одного моля вещества называется молярной массой этого вещества μ и рассчитывается по формуле, кг/моль:

$$m = \mu \cdot \nu. \quad (11)$$

Как найти молярную массу химического элемента? Нужно просто взять атомную массу A (число нуклонов) данного элемента – это будет его молярная масса, выраженная в г/моль. Например, для алюминия $A = 27$, поэтому молярная масса алюминия равна 27 г/моль или 0.027 кг/моль. Почему так получается? Молярная масса углерода равна 12 г/моль по определению. В то же время ядро атома углерода содержит 12 нуклонов. Выходит, что каждый нуклон вносит в молярную массу 1 г/моль. Поэтому молярная масса химического элемента с атомной массой A оказывается равной A г/моль. Масса частицы, умноженная на число частиц в моле, даст массу моля, т.е. молярную массу:

$$\mu = m_0 \cdot N_A. \quad (12)$$

Свойства идеального газа на основе молекулярно-кинетических представлений определяются исходя из физической модели идеального газа, в которой приняты следующие допущения:

- размеры молекул пренебрежимо малы по сравнению со средним расстоянием между ними, так что суммарный объём, занимаемый молекулами, много меньше объёма сосуда;
- импульс передается только при соударениях, то есть силы притяжения между молекулами не учитываются, а силы отталкивания возникают только при соударениях;
- суммарная энергия частиц газа постоянна, если отсутствует теплопередача и газ не совершает работы.

Таким образом, идеальный газ – это газ, частицы которого являются не взаимодействующими на расстоянии материальными точками и испытывают абсолютно упругие соударения друг с другом и со стенками сосуда.

Оказывается, что ключевую роль в описании идеального газа играет средняя кинетическая энергия его частиц. Частицы газа двигаются с разными скоростями. Пусть в газе содержится N частиц, скорости которых равны v_1, v_2, \dots, v_N . Масса каждой частицы равна m_0 . Кинетические энергии частиц:

$$E_1 = \frac{m_0 \cdot v_1^2}{2}, E_2 = \frac{m_0 \cdot v_2^2}{2}, \dots, E_N = \frac{m_0 \cdot v_N^2}{2}. \quad (13)$$

Средняя кинетическая энергия E частиц газа – это среднее арифметическое их кинетических энергий:

$$E = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_N}{N} = \frac{1}{N} \cdot \left(\frac{m_0 \cdot v_1^2}{2} + \frac{m_0 \cdot v_2^2}{2} + \dots + \frac{m_0 \cdot v_N^2}{2} \right) = \frac{m_0}{2} \cdot \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}.$$

Последний множитель – это средний квадрат скорости, обозначаемый просто

$$v^2 = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}. \quad (14)$$

Тогда формула для средней кинетической энергии приобретает привычный вид:

$$E = \frac{m_0 \cdot v^2}{2}. \quad (15)$$

Корень из среднего квадрата скорости называется средней квадратической скоростью:

$$v = \sqrt{\frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_N^2}{N}}. \quad (16)$$

Связь между давлением газа и средней кинетической энергией его частиц называется основным уравнением молекулярно-кинетической теории идеального газа. По определению, давление молекул газа на стенку сосуда равно:

$$p = \frac{F}{S}, \quad (17)$$

где F – сила, действующая на стенку сосуда со стороны молекул, а S – площадь стенки сосуда. При условии, что давление постоянно в течение времени $\Delta\tau$, получаем:

$$p = \frac{K}{S \cdot \Delta\tau}, \quad (18)$$

где K – импульс, передаваемый молекулами стенкам сосуда. Если принять, что модуль импульса не меняется при соударении, получим, что каждая молекула передаёт импульс, равный $2 \cdot m \cdot v \cdot \cos(\vartheta)$, где ϑ – угол между импульсом молекулы до соударения и нормалью со стенкой.

Проинтегрировав последнее выражение по всем возможным углам и скоростям, получаем:

$$K = \frac{2}{3} \cdot n \cdot E \cdot S \cdot \Delta\tau. \quad (19)$$

где E – средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул газа, n – концентрация газа (число частиц в единице объёма). Тогда давление молекул газа на стенку сосуда определяется по формуле:

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot E \quad (20)$$

или раскрыв среднюю кинетическую энергию поступательного движения молекул газа

$$p = \frac{1}{3} \cdot m_0 \cdot n \cdot v^2. \quad (21)$$

Произведение массы частицы m_0 на число частиц в единице объёма n даёт массу единицы объёма, то есть плотность. Получаем третью разновидность основного уравнения:

$$p = \frac{1}{3} \cdot \rho \cdot v^2. \quad (22)$$

Можно показать, что при установлении теплового равновесия между двумя газами выравниваются средние кинетические энергии их частиц. Но мы знаем, что при этом становятся равны и температуры газов. Следовательно, **температура газа – это мера средней кинетической энергии его частиц.** Собственно, ничто не мешает попросту отождествить эти величины и сказать, что температура газа – это средняя кинетическая энергия его молекул. Определённая таким образом температура измеряется в энергетических единицах – джоулях. Но для практических задач удобнее иметь дело с привычными кельвинами. Связь средней кинетической энергии частиц и абсолютной температуры газа даётся формулой:

$$E = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T. \quad (23)$$

где $k \approx 1.38064852(79) \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, полученная экспериментально.

Из данной формулы можно получить выражение для средней квадратической скорости частиц.

$$\frac{m_0 \cdot v^2}{2} = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T, \quad (24)$$

откуда

$$v = \sqrt{\frac{3 \cdot k \cdot T}{m_0}}. \quad (25)$$

В эту формулу входит масса частицы m_0 , которую ещё надо вычислить. Но можно получить более удобный вариант формулы, домножив числитель и знаменатель подкоренного выражения на число Авогадро N_A :

$$v = \sqrt{\frac{3 \cdot k \cdot N_A \cdot T}{m_0 \cdot N_A}}. \quad (26)$$

В знаменателе имеем: $m_0 \cdot N_A = \mu$ – молярная масса газа. В числителе стоит произведение двух констант, которое также является константой, Дж/моль·К:

$$\mu R = k \cdot N_A \approx 8.3144598(48). \quad (27)$$

Константа R_0 называется универсальной газовой постоянной. Универсальная газовая постоянная – термин, впервые введенный в употребление Д. Менделеевым в 1874 г. Численно равна работе расширения одного моля идеального одноатомного газа в изобарном процессе при увеличении температуры на 1 К. Этот закон представляет собой то, что в физике принято называть уравнением состояния вещества, поскольку он описывает характер изменения свойств вещества при изменении внешних условий. Строго говоря, этот закон в точности выполняется только для идеального газа.

Теперь формула для средней квадратической скорости приобретает вид:

$$v = \sqrt{\frac{3 \cdot \mu R \cdot T}{\mu}}. \quad (28)$$

Такое выражение гораздо более удобно для практических вычислений. Если взять формулу

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot E \quad (29)$$

и подставить в неё

$$E = \frac{3}{2} \cdot k \cdot T. \quad (30)$$

Получаем:

$$p = n \cdot k \cdot T. \quad (31)$$

Вспомним теперь, что $n = \frac{N}{V}$ и $N = \nu \cdot N_A$, где ν – число молей газа:

$$p = \frac{N}{V} \cdot k \cdot T = \frac{\nu \cdot N_A}{V} \cdot k \cdot T = \frac{\nu \cdot \mu R \cdot T}{V}, \quad (32)$$

откуда

$$p \cdot \frac{V}{m} = \frac{\mu R}{\mu} \cdot T \quad (33)$$

где p – давление, Па; V – объем газа, м³; T – абсолютная температура, К; μR – универсальная газовая постоянная Дж/(моль·К); m – масса газа, кг; μ – его молярная масса, кг/кмоль. Или в упрощенной форме:

$$p \cdot v = R \cdot T. \quad (34)$$

где $v = \frac{V}{m}$ – удельный объем газа, м³/кг; $R = \frac{\mu R}{\mu}$ – газовая постоянная Дж/(кг·К).

Соотношение называется уравнением Менделеева - Клапейрона. Оно даёт взаимосвязь трёх важнейших макроскопических параметров, описывающих состояние идеального газа давления, удельного объёма и температуры. Поэтому уравнение Менделеева - Клапейрона называется **уравнением состояния идеального газа**.

Идеальный газ представляет собой упрощенную математическую модель реального газа: молекулы считаются движущимися хаотически, а соударения между молекулами и удары молекул о стенки сосуда – упругими, то есть не приводящими к потерям энергии в системе. Такая упрощенная модель очень удобна, поскольку позволяет обойти очень неприятную трудность – необходимость учитывать силы взаимодействия между молекулами газа. И это себя оправдывает, поскольку в природных условиях поведение большинства реальных газов практически не отличается от поведения идеального газа – отклонения в поведении практически всех природных газов, например атмосферного азота и кислорода, от поведения идеального газа не превышают 1%. Это позволяет ученым спокойно включать уравнение состояния идеального газа даже в весьма сложные теоретические расчеты.

Смеси газов. Под газовой смесью понимается смесь газов, не вступающих между собой в химические реакции. Составляющие смесь отдельные газы называются компонентами. Каждый компонент смеси распространяется по всему объему смеси.

Давление, которое имел бы каждый компонент, входящий в состав смеси, если бы он находился один в том же объеме и при той же температуре, что и смесь, называется **парциальным давлением компонента** (от латинского pars – часть).

По **закону Дальтона** давление смеси равно сумме парциальных давлений ее компонентов, т. е.

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i, \quad (35)$$

где $p_{\text{см}}$ – давление газовой смеси; p_1, p_2, p_3, p_n – парциальные давления компонентов смеси.

Итак, каждый компонент смеси, занимая весь объем смеси, находится под своим парциальным давлением. Но если этот компонент поместить под давлением $p_{\text{см}}$ при той же температуре смеси $T_{\text{см}}$, то он займет объем V_i меньший, чем объем $V_{\text{см}}$. Этот объем V_i называют приведенным или парциальным.

Объем смеси равен сумме парциальных объемов ее компонентов:

$$V_{\text{см}} = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i, \quad (36)$$

где $V_{\text{см}}$ – полный объем смеси газов; V_1, V_2, V_3, V_n – парциальные объемы компонентов, приведенные к условиям смеси.

Состав газовой смеси чаще всего задается массовым или объемным способом.

Массовой долей каждого компонента называется отношение массы данного компонента к массе всей смеси:

$$g_i = \frac{M_i}{M_{\text{см}}}, \quad (37)$$

где M_i – масса данного компонента; $M_{\text{см}}$ – масса всей смеси, содержащая n компонентов.

Очевидно, что

$$\sum_{i=1}^n g_i = 1.$$

Объемной долей компонента называется отношение парциального объема данного компонента V_i к объему всей смеси $V_{\text{см}}$:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}. \quad (38)$$

Поскольку

$$V_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n V_i,$$

то

$$\sum_{i=1}^n r_i = 1.$$

Температура компонента, заполняющего объем $V_{\text{см}}$ не изменилась после приведения его к давлению $P_{\text{см}}$, когда он стал занимать объем V_i .

Поэтому из закона Бойля-Мариотта следует:

$$p_i V_{\text{см}} = p_{\text{см}} V_i, \quad (39)$$

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}} = \frac{p_i}{p_{\text{см}}}. \quad (40)$$

Из соотношения выше можно получить формулу для вычисления парциального давления компонента:

$$p_i = \frac{p_{\text{см}} V_i}{V_{\text{см}}} = p_{\text{см}} r_i. \quad (41)$$

Для упрощения расчетов газовую смесь условно заменяют газом, состоящим из однородных одинаковых по массе молекул, который по числу

молекул и массе эквивалентен газовой смеси. К осредненной молекуле этого газа и относят понятия средней молекулярной массы смеси $\mu_{\text{см}}$ и газовой постоянной смеси $R_{\text{см}}$. Эти величины находят по формулам в зависимости от способа задания состава.

Массовый способ:

$$\mu_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}} \quad (42)$$

$$R_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n g_i R_i. \quad (43)$$

Объемный способ:

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i, \quad (44)$$

$$R_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i}} \quad (45)$$

В этих соотношениях: $\mu_{\text{см}}$ – средняя молекулярная масса смеси; $R_{\text{см}}$ – газовая постоянная смеси; g_i , r_i – соответственно массовая и объемная доли компонента смеси; R_i – газовая постоянная компонента; μ_i – молекулярная масса компонента.

Объемные и массовые доли компонентов связаны между собой соотношением:

$$\frac{g_i}{r_i} = \frac{\mu_i}{\mu_{\text{см}}} = \frac{\rho_i}{\rho_{\text{см}}} = \frac{R_{\text{см}}}{R_i}. \quad (46)$$

В этом выражении, кроме уже упомянутых величин, ρ_i и $\rho_{\text{см}}$ – соответственно плотность данного компонента и смеси (в условиях $p_{\text{см}}$ и $T_{\text{см}}$).

Для газовой смеси, состоящей из идеальных компонентов, можно использовать для расчетов уравнение Клапейрона:

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = M_{\text{см}} R_{\text{см}} T_{\text{см}}. \quad (47)$$

Задачи (n – номер варианта):

1.1. Определить абсолютное давление в паровом котле, если манометр показывает $(0.2 + 0.02 \cdot n)$ МПа, а атмосферное давление равно 755 мм рт. ст.

1.2. Разрежение в газоходе парового котла, измеряемое тягомером, равно $(15 + n)$ мм вод. ст. Определить абсолютное давление газов, если показание барометра 730 мм рт. ст., и выразить его в МПа.

1.3. В баллоне емкостью 40 л находится кислород при давлении $(100 + n)$ кгс/см² по манометру. Температура кислорода 25 °С, атмосферное давление равно 745 мм рт. ст. Определить массу кислорода и его плотность.

1.4. Чему равна масса водорода, если $p_{\text{ман}} = 6 \text{ кгс/см}^2$; $p_{\text{бар}} = 750 \text{ мм рт. ст.}$; $t = 100 \text{ }^\circ\text{C}$? Объем газа V равен $(n + 1) \text{ м}^3$. Произвести расчет также для кислорода и углекислого газа.

1.5. В резервуаре емкостью 12 м^3 , содержащем в себе воздух для пневматических работ, давление равно 8 ат по манометру при температуре воздуха $25 \text{ }^\circ\text{C}$. После использования части воздуха для работ давление его упало до $(3 + 0.1n) \text{ ат}$, а температура – до $17 \text{ }^\circ\text{C}$. Определить, сколько кг воздуха израсходовано, если $p_{\text{бар}} = 755 \text{ мм рт. ст.}$

1.6. Сосуд емкостью $V = 10 \text{ м}^3$ заполнен углекислым газом. Определить абсолютное давление в сосуде, если масса газа равна $(1 + n) \text{ кг}$, а температура равна $27 \text{ }^\circ\text{C}$.

1.7. Поршневой компрессор всасывает в минуту 3 м^3 воздуха при $t = 17 \text{ }^\circ\text{C}$ и барометрическом давлении $p_{\text{бар}} = 750 \text{ мм рт. ст.}$ и нагнетает его в резервуар, объем которого равен 8.5 м^3 . За какое время (в мин) компрессор поднимет давление в резервуаре до значения $p = (6 + n) \text{ ат}$, если температура в резервуаре будет оставаться постоянной? Начальное давление в резервуаре было 750 мм рт. ст. , а температура равнялась $17 \text{ }^\circ\text{C}$.

1.8. Плотность воздуха при нормальных условиях $\rho_n = 1.293 \text{ кг/м}^3$. Чему равна плотность воздуха при абсолютном давлении $p = (1.5 + n) \text{ МПа}$ и температуре $t = (20 + n) \text{ }^\circ\text{C}$?

1.9. Дутьевой вентилятор подает в топку парового котла воздух в количестве $V = 102000 \text{ м}^3/\text{ч}$ при $t = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ и давлении (избыточном) $p_m = 155 \text{ мм вод. ст.}$ Барометрическое давление $p_{\text{бар}} = (740 + n) \text{ мм рт. ст.}$ Определить часовую производительность вентилятора при нормальных условиях V_n в $\text{м}^3/\text{ч}$.

1.10. Определить диаметр воздуховода для подачи $(50 + n) \cdot 100 \text{ кг/ч}$ воздуха при абсолютном давлении 1.15 бар , если температура этого воздуха $22 \text{ }^\circ\text{C}$. Скорость воздуха в воздуховоде равна 8 м/с .

1.11. Объемный состав газообразного топлива следующий: $H_2 = (10 + n)\%$, $CH_4 = (90 - n)\%$. Определить среднюю молекулярную массу и газовую постоянную смеси.

1.12. Объемный состав продуктов сгорания $CO_2 = 12.3 \%$; $O_2 = 7.2 \%$; $N_2 = 80.5 \%$. Определить плотность и удельный объем смеси при $t = 800 \text{ }^\circ\text{C}$ и $p_{\text{бар}} = (740 + n) \text{ мм рт. ст.}$

1.13. В резервуаре емкостью $V = (155 - n) \text{ м}^3$ находится светильный газ при давлении $P = 4 \text{ ат}$ и температуре $t = 18 \text{ }^\circ\text{C}$. Объемный состав газа $H_2 = 46 \%$; $CH_4 = 32 \%$; $CO = 15 \%$; $N_2 = 7 \%$. После израсходования некоторого количества газа давление его понизилось до 3.1 ат , а температура упала до $12 \text{ }^\circ\text{C}$. Определить массу израсходованного газа.

1.14. Массовый состав смеси следующий: $CO_2 = 18 \%$; $O_2 = n \%$; $N_2 = 82 - n \%$. До какого давления нужно сжать эту смесь, находящуюся при нормальных условиях, чтобы при $t = 180 \text{ }^\circ\text{C}$ 8 кг ее занимали объем 40 л ?

1.15. Газовая смесь имеет следующий массовый состав: $CO_2 = (12 + n)$ %, $O_2 = 8$ % и $N_2 = (80 - n)$ %. До какого давления нужно изотермически сжать эту смесь, находящуюся при нормальных условиях, чтобы плотность ее составляла 1.6 кг/м^3 ?

2 Основные законы термодинамики

Теплоёмкость тела (обычно обозначается латинской буквой C) — физическая величина, определяемая отношением бесконечно малого количества теплоты dQ , полученного телом, к соответствующему приращению его температуры dT :

$$C = \frac{dQ}{dT}, \quad (48)$$

или

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} C dT, \quad (49)$$

где Q — количество теплоты процесса; T_1 и T_2 — температуры начала и конца процесса.

Удельной теплоёмкостью называется теплоёмкость, отнесённая к единичному количеству вещества. Количество вещества может быть измерено в килограммах, кубических метрах и молях. В зависимости от того, к какой количественной единице относится теплоёмкость, различают массовую, объёмную и молярную теплоёмкость.

Удельная массовая теплоёмкость c , также называемая просто удельной теплоёмкостью — это количество теплоты, которое необходимо подвести к единице массы вещества, чтобы нагреть его на единицу температуры. В СИ измеряется в джоулях на килограмм на кельвин (Дж/кг·К). Массовая удельная теплоёмкость связана с теплоемкостью тела следующим соотношением:

$$C = m \cdot c, \quad (50)$$

где m — масса тела.

Удельная молярная теплоёмкость c_μ — это количество теплоты, которое необходимо подвести к одному молю вещества, чтобы нагреть его на единицу температуры. В СИ измеряется в джоулях на моль на кельвин (Дж/моль·К). Массовая и киломолярная теплоемкости связаны между собой следующей зависимостью:

$$c = \frac{c_\mu}{\mu}, \quad (51)$$

где μ — молярная масса вещества.

Удельная объёмная теплоёмкость c' — это количество теплоты, которое необходимо подвести к единице объёма вещества, чтобы нагреть его на единицу температуры. В СИ измеряется в джоулях на кубический метр на кельвин (Дж/м³·К). Киломолярная и объёмная теплоемкости связаны между собой следующей зависимостью:

$$c' = \frac{c_{\mu}}{22.4}, \quad (52)$$

где 22.4 – объем киломоля любого идеального газа в нормальных физических условиях (следствие из закона Авогадро), м³н /кмоль.

Понятие теплоёмкости определено как для веществ в различных агрегатных состояниях (твёрдых тел, жидкостей, газов), так и для ансамблей частиц и квазичастиц (в физике металлов, например, говорят о теплоёмкости электронного газа).

Для примера, в молекулярно-кинетической теории газов показывается, что молярная теплоёмкость идеального газа с i степенями свободы при постоянном объёме (для одного моля идеального газа) равна:

$$c_{\mu v} = \frac{i}{2} \cdot \mu R, \quad (53)$$

где μR – универсальная газовая постоянная.

А при постоянном давлении:

$$c_{\mu p} = c_{\mu v} + \mu R = \frac{i+2}{2} \cdot \mu R. \quad (54)$$

Теплоемкости газовых смесей определяют по формулам:

$$c_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot c_i, \quad (55)$$

$$c'_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot c'_i, \quad (56)$$

$$c_{\mu \text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot c_{\mu i}. \quad (57)$$

В этих выражениях g_i , r_i – соответственно массовая и объемная доля i -го компонента газовой смеси; c_i , c'_i , $c_{\mu i}$ – соответственно массовая, объемная и киломолярная теплоемкость i -го компонента; $c_{\text{см}}$, $c'_{\text{см}}$, $c_{\mu \text{см}}$ – соответственно массовая, объемная и киломолярная теплоемкость газовой смеси; i – номер компонента смеси; n – число компонентов смеси.

Таблица 1 – Интерполяционные формулы для средних массовых и объемных теплоемкостей газов в пределах от 0 до 1500 °С.

Газ	Формула для теплоемкости (температуру подставлять в °С)	
	массовая, кДж/кг·К	объемная, кДж/м ³ ·К
H ₂	$c_v = 10.12 + 5.945 \cdot 10^{-4}t$ $c_p = 14.33 + 5.945 \cdot 10^{-4}t$	$c'_v = 0.9094 + 5.23 \cdot 10^{-5}t$ $c'_p = 1.280 + 5.23 \cdot 10^{-5}t$
H ₂ O	$c_v = 1.372 + 3.111 \cdot 10^{-4}t$ $c_p = 1.833 + 3.111 \cdot 10^{-4}t$	$c'_v = 1.102 + 2.498 \cdot 10^{-4}t$ $c'_p = 1.473 + 2.498 \cdot 10^{-4}t$
N ₂	$c_v = 0.7304 + 8.955 \cdot 10^{-5}t$ $c_p = 1.032 + 8.955 \cdot 10^{-5}t$	$c'_v = 0.9131 + 1.107 \cdot 10^{-4}t$ $c'_p = 1.306 + 1.107 \cdot 10^{-4}t$
CO	$c_v = 0.7331 + 9.681 \cdot 10^{-5}t$ $c_p = 1.035 + 9.681 \cdot 10^{-5}t$	$c'_v = 0.9173 + 1.21 \cdot 10^{-4}t$ $c'_p = 1.291 + 1.21 \cdot 10^{-4}t$

Газ	Формула для теплоемкости (температуру подставлять в °С)	
	массовая, кДж/кг·К	объемная, кДж/м ³ ·К
Воздух	$c_v = 0.7088 + 9.3 \cdot 10^{-5}t$ $c_p = 0.9956 + 9.3 \cdot 10^{-5}t$	$c'_v = 0.9157 + 1.2 \cdot 10^{-4}t$ $c'_p = 1.287 + 1.2 \cdot 10^{-4}t$
O ₂	$c_v = 0.6594 + 1.065 \cdot 10^{-4}t$ $c_p = 0.919 + 1.065 \cdot 10^{-4}t$	$c'_v = 0.943 + 1.577 \cdot 10^{-4}t$ $c'_p = 1.313 + 1.577 \cdot 10^{-4}t$
CO ₂	$c_v = 0.6837 + 2.406 \cdot 10^{-4}t$ $c_p = 0.8725 + 2.406 \cdot 10^{-4}t$	$c'_v = 1.3423 + 4.723 \cdot 10^{-5}t$ $c'_p = 1.7132 + 4.723 \cdot 10^{-5}t$
SO ₂	$c_v = 0.5016 + 1.554 \cdot 10^{-4}t$ $c_p = 0.6314 + 1.554 \cdot 10^{-4}t$	$c'_v = 1.4763 + 4.54 \cdot 10^{-5}t$ $c'_p = 1.8472 + 4.54 \cdot 10^{-5}t$

В технической термодинамике используются три основные функции состояния: удельная внутренняя энергия u , удельная энтальпия h и удельная энтропия s . Эти функции зависят только от состояния рабочего тела, их изменение в ходе термодинамического процесса не зависит от хода процесса.

Удельная внутренняя энергия – функция состояния закрытой термодинамической системы, определяемая тем, что ее приращение в любом процессе, происходящем в этой системе, равно сумме теплоты, сообщенной системе, и работы, совершенной над ней.

Если рабочее тело – идеальный газ, то внутренняя энергия зависит только от температуры.

$$du = c_v dT. \quad (58)$$

Тогда для процесса идеального газа изменение внутренней энергии равно:

$$\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT. \quad (59)$$

Условно принимают, что при нормальных условиях ($t = 0$ °С) внутренняя энергия равна 0, тогда в данном состоянии, характеризуемом температурой t , внутренняя энергия равна:

$$u = \int_{273.15K}^T c_v dT. \quad (60)$$

Удельная работа изменения объема совершается при любом изменении объема неподвижного газа. Эта работа обозначается l (Дж/кг, кДж/кг). При элементарном изменении объема 1 кг газа соответствующая элементарная работа равна:

$$dl = p dv. \quad (61)$$

Для термодинамического процесса, в котором объем 1 кг рабочего тела изменяется от v_1 до v_2 , работа изменения объема равна:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (62)$$

Для нахождения удельной работы изменения объема по выражению выше надо знать функциональную связь между p и v в ходе процесса. Для анализа работы рабочего тела удобно пользоваться диаграммой $p - v$.

Первый закон термодинамики представляет собой закон сохранения энергии, примененный к процессам, протекающим в термодинамических системах. Этот закон можно сформулировать так: энергия изолированной термодинамической системы остается неизменной независимо от того, какие процессы в ней протекают. Для незамкнутого термодинамического процесса, протекающего в простейшей изолированной системе, состоящей из источника теплоты, рабочего тела и объекта работы, уравнение баланса энергии примет вид:

$$dq = du + dl. \quad (63)$$

или

$$dq = du + p dv. \quad (64)$$

Последнее выражение можно видоизменить, введя в него энтальпию и техническую работу:

$$dq = du + d(pv) - v dp = d(u + pv) - v dp = dh + dl'. \quad (65)$$

Удельная энтальпия – функция состояния термодинамической системы, равная сумме внутренней энергии и произведения удельного объема на давление:

$$h = u + p \cdot v. \quad (66)$$

Энтальпия идеального газа зависит только от температуры. Изменение энтальпии в процессе идеального газа подсчитывается по формуле:

$$\Delta h = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT. \quad (67)$$

Поскольку энтальпия при нормальных условиях принимается равной нулю, то энтальпия рабочего тела в данном состоянии равна:

$$h = \int_{273.15K}^T c_p dT. \quad (68)$$

Удельная техническая работа совершается потоком движущегося газа за счет изменения кинетической энергии газа. Эта работа обозначается и l' (Дж/кг, кДж/кг). Элементарная техническая работа равна:

$$dl' = -v dp. \quad (69)$$

Для термодинамического процесса удельная техническая работа 1 кг рабочего тела равна:

$$l' = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (70)$$

Второй закон термодинамики определяет направление, в котором протекают процессы, устанавливает условия преобразования тепловой энергии в механическую, а также определяет максимальное значение работы, которое может быть произведена тепловым двигателем.

Второй закон термодинамики математически может быть выражен следующим образом:

$$ds \geq \frac{dq}{T}. \quad (71)$$

Знак неравенства соответствует необратимым процессам, а знак равенства – обратимым. Следовательно, аналитическое выражение второго закона термодинамики для бесконечно малого обратимого процесса имеет вид:

$$dq = T ds. \quad (72)$$

Тогда согласно первому закону термодинамики:

$$T ds = du + p dv. \quad (73)$$

Удельная энтропия – функция состояния термодинамической системы, определяемая тем, что ее дифференциал ds при элементарном равновесном (обратимом) процессе равен отношению бесконечно малого количества теплоты dq , сообщенной системе, к термодинамической температуре T системы:

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (74)$$

Изменения удельной энтропии между двумя произвольными состояниями газа определяют по следующим формулам:

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{dl}{T} = \frac{du}{T} + \frac{p dv}{T} = \frac{du}{T} + \frac{R dv}{v}. \quad (75)$$

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT + \int_{v_1}^{v_2} \frac{R}{v} dv. \quad (76)$$

или

$$ds = \frac{dh}{T} + \frac{dl'}{T} = \frac{dh}{T} + \frac{-v dp}{T} = \frac{dh}{T} - \frac{R dp}{p}. \quad (77)$$

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT - \int_{p_1}^{p_2} \frac{R}{p} dp. \quad (78)$$

Поскольку в технической термодинамике приходится иметь дело не с абсолютными значениями энтропии, а с ее изменением, отсчет значений энтропии можно вести от любого состояния. Для газов принято считать значение энтропии равным нулю при нормальных условиях, тогда значение энтропии отсчитанного от нормального состояния можно определить по формулам:

$$s = \int_{273.15K}^T \frac{c_v}{T} dT + \int_{v_H}^v \frac{R}{v} dv. \quad (79)$$

или

$$s = \int_{273.15K}^T \frac{c_p}{T} dT - \int_{p_H}^p \frac{R}{p} dp. \quad (80)$$

Максимальная полезная работа, которую может произвести система – это часть максимальной работы за вычетом работы, затрачиваемой на сжатие окружающей среды:

$$l_{max} = l - l_0. \quad (81)$$

Предположим далее, что температура T_0 и давление p_0 окружающей среды неизменны или, во всяком случае, не зависят от того, сообщается ли теплота среде или забирается у нее. Поскольку в общем случае $p \neq p_0$ и $T \neq T_0$, то рассматриваемая изолированная система неравновесна и, следовательно, способна произвести работу.

Учитывая первый закон термодинамики, можно написать выражение для максимальной полезной работы изолированной системы:

$$l_{max} = (u - u_0) + p_0(v - v_0) - T_0(s - s_0). \quad (82)$$

Как видно из этого соотношения, максимальная полезная работа системы однозначно определяется начальными параметрами источника работы и параметрами окружающей среды.

Эксергия. Максимальную полезную работу (работоспособность) в современной термодинамике принято называть эксергией. В данном случае величина l_{max} – это эксергия источника работы.

К основным термодинамическим процессам относят следующие четыре процесса: изохорный – при постоянном объеме ($v = const$); изобарный – при постоянном давлении ($p = const$); изотермический – при постоянной температуре ($T = const$); адиабатный – без теплообмена с внешней средой ($dq = 0$).

В реальных условиях указанные ограничения практически не выполняются. В связи с этим в технической термодинамике существует

понятие политропного процесса как общего случая термодинамического процесса. Предполагается, что политропный процесс обратим и теплоемкость рабочего тела (идеального газа) c_n в ходе данного процесса не изменяется ($c_n = const$). Уравнение политропного процесса имеет вид:

$$pv^n = const, \quad (83)$$

где $n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$ – постоянная величина, называемая показателем политропы. Политропных процессов существует бесчисленное множество, т.к. $-\infty < c_n < \infty$ и $-\infty < n < \infty$.

Изохорный процесс – термодинамический процесс, который происходит при постоянном объеме. Параметры состояния идеального газа на изохоре связаны соотношением

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (84)$$

В идеальном газе повышение температуры (нагрев газа) в сосуде постоянного объема всегда приводит к росту давления, причем давление растет тем быстрее, чем меньше значение v на данной изохоре.

Работа расширения системы в изохорном процессе равна нулю:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0. \quad (85)$$

Количество теплоты, сообщаемой системе при нагреве в изохорном процессе, определяется из уравнения первого закона термодинамики:

$$dq = du + dl = du = c_v dT, \quad (86)$$

или

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT. \quad (87)$$

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется следующим образом:

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT + \int_{v_1}^{v_2} \frac{R}{v} dv = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT. \quad (88)$$

Изобарный процесс – термодинамический процесс, происходящий в системе при постоянном давлении. Параметры состояния идеального газа на изобаре связаны соотношением:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (89)$$

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

Работа расширения системы в изобарном процессе определяется следующим образом:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p \cdot (v_2 - v_1). \quad (90)$$

Для идеального газа работа расширения системы в изобарном процессе может быть представлена также в следующем виде:

$$l = R \cdot (T_2 - T_1). \quad (91)$$

Количество теплоты, сообщаемой системе при нагреве (или отдаваемой системой при охлаждении) в изобарном процессе, определяется следующим образом:

$$dq = dh + dl' = dh - v dp = dh = c_p dT, \quad (92)$$

или

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT. \quad (93)$$

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

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT - \int_{p_1}^{p_2} \frac{R}{p} dp = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT. \quad (94)$$

Изотермический процесс – процесс изменения состояния термодинамической системы при постоянной температуре.

Для идеального газа давления и объемы в любых точках на изотерме связаны уравнением Бойля—Мариотта, т.е. зависимость объема от давления на изотерме для идеального газа имеет характер гиперболы:

$$pv = const, \quad (95)$$

или

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (96)$$

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

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}. \quad (97)$$

Количество теплоты, подводимой к системе (или отдаваемой системой) в изотермическом процессе, определяется из известного соотношения:

$$dq = T ds, \quad (98)$$

или

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T ds = T \cdot (s_2 - s_1). \quad (99)$$

Количество работы, совершаемой идеальным газом в изотермическом процессе, равно количеству теплоты, подведенной к этому газу:

$$q = l. \quad (100)$$

Изменение энтропии в изотермическом процессе, т.е. разность энтропий, соответствующих состояниям 1 и 2, вычисляется следующим способом:

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT + \int_{v_1}^{v_2} \frac{R}{v} dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{R}{v} dv. \quad (101)$$

Адиабатный процесс – такой термодинамический процесс, в котором к системе не подводится и от системы не отводится теплота. Термодинамическую систему, в которой протекает адиабатный процесс, можно представить себе в виде некоторого объема, ограниченного оболочкой, снабженной идеальной теплоизоляцией, абсолютно не пропускающей теплоту. В реальных условиях процесс является адиабатным в тех случаях, когда система снабжена хорошей теплоизоляцией или когда процесс расширения (сжатия) газа происходит настолько быстро, что не успевает произойти скольконибудь заметный теплообмен газа с окружающей средой.

Поскольку для обратимого процесса $dq = T ds$, получаем, что в обратимом адиабатном процессе $ds = 0$, т.е. энтропия системы сохраняется постоянной. Иными словами, обратимый адиабатный процесс является в то же время **изоэнтропным процессом**.

Для любого состояния системы в изоэнтропном процессе справедливо соотношение Пуассона:

$$pv^k = const. \quad (102)$$

Если показатель изоэнтропы k изменяется с изменением состояния системы и известен характер зависимости k на изоэнтропе, то для расчета величины p_2 по известным p_1 , v_1 и v_2 следует вычислить интеграл, стоящий в правой части по известным значениям k .

Для идеального газа показатель изоэнтропы k можно определить:

$$k = \frac{c_p}{c_v}. \quad (103)$$

Так как для идеального газа $c_p = c_v + \mu R$, тогда:

$$k = 1 + \frac{\mu R}{c_v}. \quad (104)$$

Как известно, теплоемкости идеального газа слабо изменяются с температурой, поэтому и величину k с высокой степенью точности можно считать практически не зависящей от температуры. Известно, что мольная изохорная теплоемкость μc_v идеального газа равна примерно 13 кДж/(кмоль·К) для одноатомного идеального газа, 21 кДж/(кмоль·К) для двухатомного и 29 кДж/(кмоль·К) для трех- и многоатомного газа. Поскольку $\mu R \approx 8.3$ кДж/(кмоль·К), то получаем следующие примерные значения показателя изоэнтропы k идеального газа: одноатомный $k = 1.67$, двухатомный $k = 1.40$, трех- и многоатомный $k = 1.29$. Для воздуха показатель изоэнтропы в идеально-газовом состоянии равен примерно 1.40.

Для изоэнтропного процесса в идеальном газе можно получить соотношения, связывающие между собой значения p , T и v :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k, \quad (105)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}, \quad (106)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (107)$$

Работа расширения системы в изоэнтропном процессе определяется следующим образом:

$$dl = -du = -c_v dT, \quad (108)$$

или

$$l = -\int_{T_1}^{T_2} c_v dT. \quad (109)$$

Таким образом, в адиабатном процессе работа расширения системы совершается за счет убыли внутренней энергии системы. Это и понятно – ведь в адиабатном процессе к системе нет притока теплоты извне и единственный источник энергии для совершения работы – внутренняя энергия самой системы.

В случае идеального газа уравнения для расчета работы расширения могут быть представлены также в иной форме:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^k}{v^k} dv = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \right]. \quad (110)$$

Следует подчеркнуть, что уравнение выше пригодно для расчета в том случае, если в интервале параметров между точками 1 и 2 показатель изоэнтропы k сохраняется постоянным.

Политропные процессы. Политропными называют термодинамические процессы, удовлетворяющие уравнению:

$$pv^n = const. \quad (111)$$

при произвольном, постоянном для данного процесса значении n .

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

Понятие о политропных процессах широко используется главным образом при изучении процессов сжатия и расширения в газовых двигателях, зачастую политропные процессы оказываются удобными для аппроксимации действительных газовых процессов в двигателях. Реальные процессы сжатия в газовых двигателях и компрессорах часто не являются ни адиабатными, ни изотермическими, а занимают промежуточное положение между этими двумя видами процессов. Поэтому обычно встречаемые на практике значения показателя n политропного процесса лежат в интервале от 1 до k .

Если политропный процесс осуществляется в идеальном газе, то нетрудно получить зависимости между начальными и конечными параметрами процесса:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n, \quad (112)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}, \quad (113)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (114)$$

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

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^n}{v^n} dv = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \right]. \quad (115)$$

Это уравнение можно преобразовать в вид:

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (116)$$

или

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}. \quad (117)$$

Количество теплоты, подводимой к системе (или отводимой от нее) в политропном процессе можно определить с помощью уравнения первого закона термодинамики:

$$dq = du + dl = c_v dT + p dv, \quad (118)$$

или

$$q = c_v \cdot (T_2 - T_1) + \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) = c_v \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot (T_2 - T_1). \quad (119)$$

Тогда теплоемкость идеального газа в политропном процессе:

$$c_n = c_v \cdot \frac{k-n}{n-1}. \quad (120)$$

Изменение энтропии системы в политропном процессе, т.е. разность энтропий, соответствующих точкам 1 и 2 на политропе, определяется из соотношения:

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_n}{T} dT = c_n \cdot \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right). \quad (121)$$

Для того чтобы определить значение показателя политропы для того или иного конкретного газового процесса, надо располагать экспериментальными данными для этого процесса.

Задачи (n – номер варианта):

2.1. В закрытом сосуде емкостью $V = 300$ л содержится 3 кг газа при давлении $p_1 = 8$ ат и температуре $t_1 = (20 + n)^\circ\text{C}$. Определить давление (ат) и удельный объем после охлаждения воздуха до 0°C .

2.2. В закрытом сосуде заключен газ при разрежении $p_1 = 6.7$ кПа и температуре $t_1 = (70 + n)^\circ\text{C}$. Показания барометра – 742 мм рт. ст. До какой температуры нужно охладить газ при том же атмосферном давлении, чтобы разрежение стало $p_2 = 13.3$ кПа?

2.3. В закрытом сосуде емкостью $V = 0.6$ м³ содержится азот при давлении (абсолютном) $p_1 = 0.5$ МПа и температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$. В результате охлаждения сосуда азот, содержащийся в нем, теряет $(105+n)$ кДж. Определить, какие давление и температура устанавливаются в сосуде после охлаждения.

2.4. Какое количество теплоты необходимо затратить, чтобы нагреть $(2 + 0.1n)$ м³ воздуха при постоянном избыточном давлении $p = 2$ ат от $t_1 = 120$ °С до $t_2 = (450 + 10n)$ °С? Какую работу при этом совершит воздух? Атмосферное давление принять равным 750 мм рт. ст.

2.5. В установке воздушного отопления внешний воздух при $t_1 = -15$ °С нагревается в калорифере при $p = const$ до 60 °С. Какое количество теплоты надо затратить для нагревания $(1000 + 10n)$ м³ наружного воздуха? Давление воздуха считать равным 755 мм рт. ст.

2.6. Уходящие газы котельной установки проходят через воздухоподогреватель. Начальная температура газов $t_{г1} = 300$ °С, конечная $t_{г2} = (160 - n)$ °С; расход газов равен $(900 + 10n)$ кг/ч. Начальная температура воздуха составляет $t_{в1} = 15$ °С, а расход его равен $(800 + 10n)$ кг/ч. Определить температуру нагретого воздуха $t_{в2}$, если потери тепла в воздухоподогревателе составляет 4 %. Средние теплоемкости (c_{pm}) для газов и воздуха принять соответственно равными 1.0467 и 1.0048 кДж/(кгК).

2.7. Воздух в количестве $(1 + n)$ кг при температуре $t_1 = 30$ °С и начальном давлении $p_1 = 0.1$ МПа изотермически сжимается до конечного давления $p_2 = (1 + 0.1n)$ МПа. Определить конечный объем, затрачиваемую работу изменения объема и количество теплоты, отводимой от газа.

2.8. Воздух в количестве $(12 + n)$ кг при температуре $t = 27$ °С изотермически сжимается до тех пор, пока давление не становится равным 4 МПа. На сжатие затрачивается работа $L = -(6 + 0.2n)$ МДж. Найти начальные давление и объем, конечный объем и теплоту, отведенную от воздуха.

2.9. Воздух в количестве 0.5 кг изотермически расширяется от давления $p_1 = 100$ ат до p_2 . Определить давление p_2 в ат, работу изменения объема L_{1-2} и отведенную теплоту Q_{1-2} , если $\frac{v_2}{v_1} = (5 + n)$ и $t_1 = 30$ °С.

2.10. Воздух при температуре $t_1 = 20$ °С должен быть охлажден посредством адиабатного расширения до температуры $t_2 = -(30 + n)$ °С. Конечное давление воздуха при этом должно составлять 0.1 МПа. Определить начальное давление воздуха p_1 и работу расширения 1 кг воздуха.

2.11. Воздух при температуре $(120 + n)$ °С изотермически сжимается так, что его объем становится равным 0.25 начального, а затем расширяется по адиабате до начального давления. Определить температуру воздуха в конце адиабатного расширения. Представить процессы расширения и сжатия в диаграммах $p - v$ и $T - s$.

2.12. При адиабатном расширении 1 кг воздуха ($k = 1.4 = const$) температура его падает на $(100 + n)$ К. Какова полученная в процессе расширения работа и сколько теплоты следовало бы подвести к воздуху, чтобы ту же работу получить в изотермическом процессе?

2.13. Воздух в количестве 1 кг политропно расширяется от 12 до 2 ат, причем объем его увеличился в 4 раза; начальная температура воздуха равна $(120 + 2n)$ °С. Определить показатель политропы, начальный и конечный объемы, конечную температуру и работу расширения.

2.14. При политропном сжатии 1 кг воздуха до объема $v_2 = 0.1v_1$ температура поднялась с 10 до $(90 + n)$ °С. Начальное давление равно 0.8 бар; $R = 287$ Дж/(кг·К). Определить показатель политропы, конечные параметры газа, работу сжатия и количество отведенной наружу теплоты.

2.15. Воздух в компрессоре сжимается по политропе ($n = 1.25$) от 1 до 8 бар; начальная температура воздуха $(5 + n)$ °С. После сжатия воздух проходит через холодильник, охлаждаемый холодной водой, начальная температура которой $t_1 = 10$ °С, а конечная равна $t_2 = 18$ °С. Определить часовой расход охлаждающей воды, если производительность компрессора 1000 мн³/ч при нормальных физических условиях, а воздух в холодильнике изобарно охлаждается до 30 °С.

3 Циклы газовых двигателей

Прямое преобразование тепловой энергии в работу запрещается постулатом Томсона. Поэтому для этой цели используются термодинамические циклы. Термодинамические циклы это круговые процессы в термодинамике, то есть такие процессы, в которых совпадают начальные и конечные параметры, определяющие состояние рабочего тела (давление, объём, температура и энтропия). Термодинамические циклы являются моделями процессов, происходящих в реальных тепловых двигателях.

Тепловым двигателем называется устройство, способное превращать полученное количество теплоты в механическую работу. Механическая работа в тепловых двигателях производится в процессе расширения некоторого вещества, которое называется рабочим телом. В качестве рабочего тела обычно используются газообразные вещества (пары бензина, воздух, водяной пар).

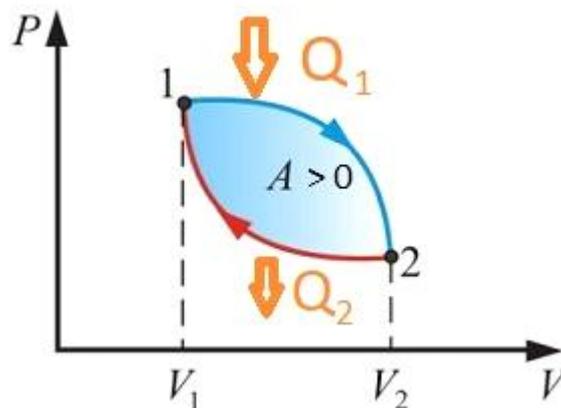


Рисунок 1 – Прямой термодинамический цикл.

Для того, чтобы управлять состоянием рабочего тела, в тепловую машину входят нагреватель и холодильник. В каждом цикле рабочее тело забирает некоторое количество теплоты Q_1 у нагревателя и отдаёт количество теплоты Q_2 холодильнику. Работа, совершённая тепловой машиной в цикле, равна, таким образом:

$$L = Q_1 - Q_2 - \Delta U = Q_1 - Q_2. \quad (122)$$

Изменение внутренней энергии ΔU в круговом процессе равно нулю (это функция состояния), а работа не является функцией состояния, иначе суммарная работа за цикл также была бы равна нулю.

Поэтому тепловой, или, как его ещё называют, термический или термодинамический коэффициент полезного действия тепловой машины (отношение полезной работы к затраченной тепловой энергии) равен:

$$\eta = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{Mq_1 - Mq_2}{Mq_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (123)$$

Цикл Карно. Французский инженер Сади Карно в 1824 году впервые дал теоретическое объяснение работы тепловых машин. Основное положение теории С. Карно, впоследствии получившее название принципа Карно, состоит в том, что для получения работы в тепловой машине необходимы, по крайней мере, два источника теплоты с разными температурами.

Карно предложил идеальный цикл тепловой машины, где используются два источника теплоты с постоянными температурами: источник с высокой температурой – горячий источник и источник с низкой температурой – холодный источник. Поскольку цикл идеальный, то он состоит из обратимых процессов теплообмена между рабочим телом и источниками теплоты, протекающим по двум изотермам, и двух идеальных адиабат перехода рабочего тела с одной изотермы на другую.

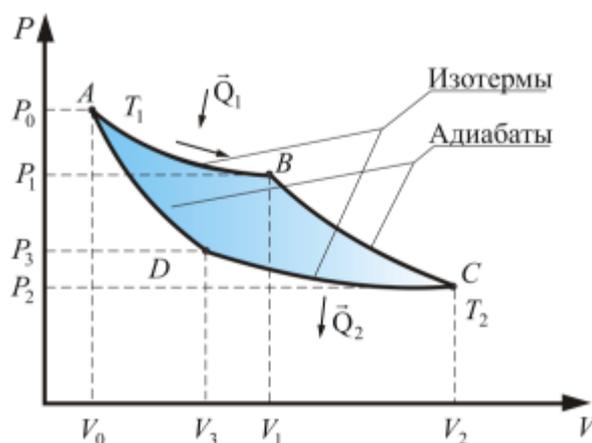


Рисунок 2 – Цикл Карно.

В цикле Карно горячий источник теплоты с $T_1 = const$ передает теплоту рабочему телу, это обратимый процесс, поэтому рабочее тело получает теплоту q_1 по изотерме АВ. На процессе ВС рабочее тела расширяется по обратимой адиабате от T_1 до T_2 . В обратимом процессе CD рабочее тело передает теплоту q_2 холодному источнику по изотерме $T_2 = const$. На процессе DA рабочее тело сжимается по обратимой адиабате от T_2 до T_1 .

Для цикла Карно в $T - s$ диаграмме подведенная q_1 и отведенная q_2 теплота к рабочему телу представляют площади под изотермическими процессами, которые соответствуют прямоугольникам со сторонами: для q_1 – с T_1 и Δs , для q_2 – с T_2 и Δs . Величины q_1 и q_2 определяются по формулам изотермического процесса:

$$q_1 = T_1 \Delta s, \quad (124)$$

$$q_2 = T_2 \Delta s. \quad (125)$$

Работа цикла Карно равна разности подведенной и отведенной теплоты:

$$l_{ц} = q_1 - q_2 = (T_1 - T_2) \cdot \Delta s. \quad (126)$$

В соответствии с выражением выше получить работу возможно только при наличии разности температур у горячего и холодного источников теплоты. Максимальная работа Цикла Карно теоретически была бы при $T_2 = 0$ К, но в качестве холодного источника в тепловых машинах, как правило, используется окружающая среда (вода, воздух) с температурой около 300 К. Кроме этого, достижение абсолютного нуля в природе невозможно (этот факт относится к третьему закону термодинамики). Таким образом, в цикле Карно не вся теплота q_1 превращается в работу, а только ее часть, Оставшаяся после получения работы теплота q_2 , отдается холодному источнику, и при заданных T_1 и T_2 она не может быть использована для получения работы, величина q_2 является тепловыми потерями (тепловым сбросом) цикла.

Термический КПД цикла Карно может быть записан в виде

$$\eta = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 \Delta s}{T_1 \Delta s} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (127)$$

Таким образом, КПД цикла Карно будет тем больше, чем больше T_1 и меньше T_2 . При $T_1 = T_2$ КПД равен нулю, т.е. при наличии одного источника теплоты получение работы невозможно.

Цикл поршневого двигателя внутреннего сгорания (ДВС). Тепловые двигатели, рабочим телом которых являются газообразные продукты сгорания топлива, сжигаемого непосредственно внутри цилиндра двигателя, называются поршневыми двигателями внутреннего сгорания (ДВС).

Поршневые ДВС делятся на двухтактные, у которых один рабочий ход приходится на два хода поршня, и четырехтактные с одним рабочим ходом на четыре хода поршня. Кроме того, поршневые ДВС подразделяются на двигатели с подводом теплоты при постоянном объеме (быстрого сгорания), двигатели с подводом теплоты при постоянном давлении (постепенного сгорания) и двигатели, работающие по смешанному циклу.

Идеализируя рабочий цикл как двухтактных, так и четырехтактных карбюраторных двигателей внутреннего сгорания, получают термодинамический цикл, называемый часто **циклом Отто**. В этом цикле процесс сжатия рабочей смеси происходит по адиабате 1-2. Изохора 2-3 соответствует горению топлива, воспламененного от электрической искры, и подводу теплоты q_1 . Рабочий ход, осуществляемый при адиабатном расширении продуктов сгорания, изображен линией 3-4. Отвод теплоты q_2 осуществляется по изохоре 4-1, соответствующей в четырехтактных двигателях выпуску газов и всасыванию новой порции рабочей смеси, а в двухтактных – выпуску и продувке цилиндра.

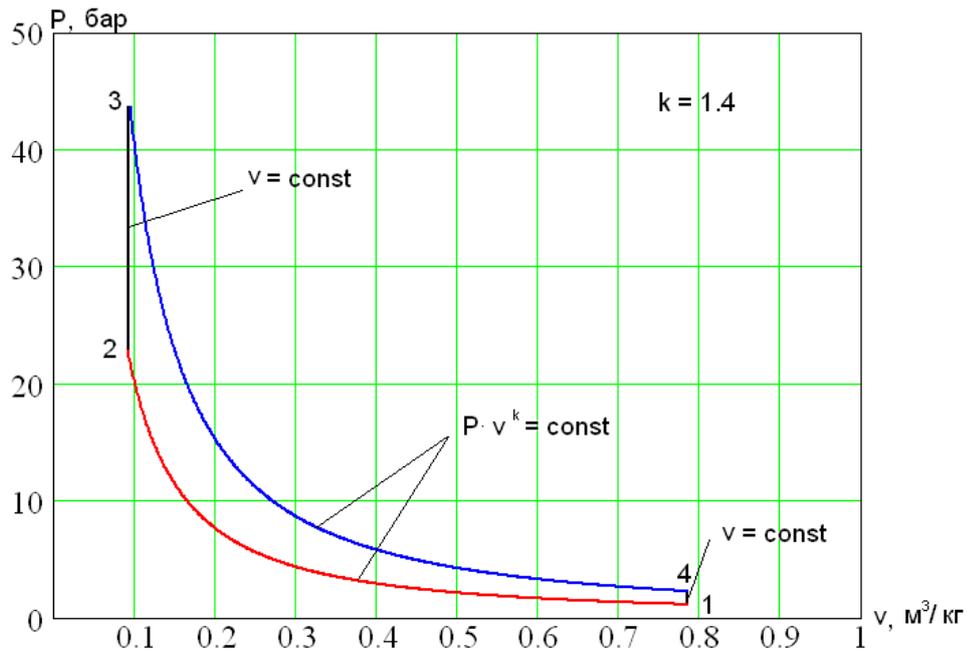


Рисунок 3 – Термодинамический цикл поршневого ДВС с подводом тепла при постоянном объеме $v = const$ (цикл Отто).

Термический КПД рассматриваемого цикла вычисляется следующим образом:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v \cdot (T_4 - T_1)}{c_v \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2}. \quad (128)$$

Сравнивая адиабаты 1-2 и 3-4, можно показать, что:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}. \quad (129)$$

и, следовательно получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2}. \quad (130)$$

Отношение всего объема цилиндра v_1 к объему камеры сгорания v_2 называется степенью сжатия ε :

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}. \quad (131)$$

и является одной из основных конструктивных характеристик поршневого ДВС.

Учитывая, что для адиабаты 1-2 между v и T существует связь:

$$T_1 \cdot v_1^{k-1} = T_2 \cdot v_2^{k-1}, \quad (132)$$

окончательно имеем:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (133)$$

Из этого выражения видно, что термический КПД двигателей, работающих по циклу Отто, зависит только от степени сжатия ε , и с увеличением ε η_t возрастает. Понятно, что температура в конце сжатия T_2 не должна достигать температуры самовоспламенения горючей смеси. Поэтому степень сжатия в реальных двигателях такого типа составляет порядка 7÷10 или несколько больше, в зависимости от антидетонационных свойств применяемого топлива.

Степень сжатия в цикле ДВС может быть повышена, если сжимать не горючую смесь, а воздух, и затем получив высокое давление и температуру, обеспечить самовоспламенение распыленного в цилиндре топлива. В этом случае процесс горения затягивается, и двигатели такого типа характеризуются постепенным (или медленным) сгоранием топлива при постоянном давлении. Идеализированный цикл такого двигателя внутреннего сгорания называется **циклом Дизеля**. Рабочее тело (воздух) сжимается по адиабате 1-2, а изобарный процесс 2-3 соответствует процессу горения топлива, т.е. подводу теплоты q_1 . Рабочий ход выражен адиабатным расширением продуктов сгорания 3-4. Наконец, изохора 4-1 характеризует отвод теплоты q_2 , заменяя для четырехтактных двигателей выпуск продуктов сгорания, а для двухтактных выпуск и продувку цилиндра.

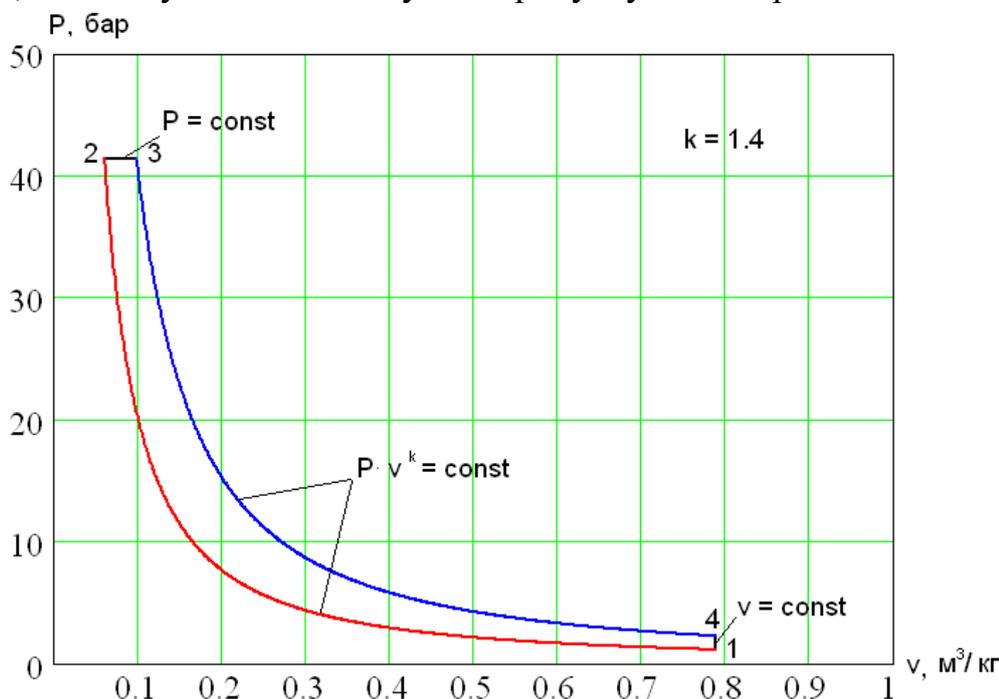


Рисунок 4 – Термодинамический цикл поршневого ДВС с подводом тепла при постоянном давлении $p = \text{const}$ (цикл Дизеля).

Формула для расчета термического КПД в этом случае принимает вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v \cdot (T_4 - T_1)}{c_p \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k \cdot (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{k \cdot \left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)} \frac{T_1}{T_2}. \quad (134)$$

Кроме степени сжатия ε , у цикла Дизеля имеется еще одна характеристика – степень предварительного расширения:

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}. \quad (135)$$

Для изобары 2-3 можно записать $\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}$. Рассматривая изохору 4-1 и учитывая $p_4 \cdot v_4^k = p_3 \cdot v_3^k$, $p_1 \cdot v_1^k = p_2 \cdot v_2^k$ и $v_4 = v_1$, получаем:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_4 \cdot v_4^k}{p_1 \cdot v_1^k} = \frac{p_3 \cdot v_3^k}{p_2 \cdot v_2^k} = \rho^k. \quad (136)$$

Окончательно, с учетом соотношения $T_1 \cdot v_1^{k-1} = T_2 \cdot v_2^{k-1}$, формула для расчета термического КПД цикла Дизеля имеет вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^{k-1}}{k \cdot (\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (137)$$

Это выражение показывает, что основным фактором, определяющим экономичность двигателей, работающих по циклу Дизеля, также является степень сжатия ε , с увеличением которой термический КПД цикла возрастает. Нижний предел для ε обусловлен необходимостью получения в конце сжатия температуры воздуха, значительно превышающей температуру самовоспламенения топлива. Верхний предел ε (до 20) ограничен допустимым давлением в цилиндре, превышение которого приводит к утяжелению конструкции двигателя и увеличению потерь на трение. Повышение степени предварительного расширения ρ вызывает снижение термического КПД цикла. Отсюда следует, что с увеличением нагрузки и удлинением процесса горения топлива экономичность двигателя уменьшается. Это следует учитывать, наряду с другими обстоятельствами, при определении оптимального режима работы двигателя.

Цикл Тринклера или цикл со смешанным подводом теплоты, по которому работают современные бескомпрессорные дизели, осуществляется по следующей схеме. Адиабата 1-2 соответствует сжатию в цилиндре воздуха до температуры, превышающей температуру самовоспламенения топлива, впрыскиваемого в цилиндр, а изобара 3-4 изображает процесс горения остальной части топлива по мере поступления его из форсунки. Расширение продуктов сгорания происходит по адиабате 4-5, а изохора 5-1 соответствует выпуску отработавших газов в атмосферу.

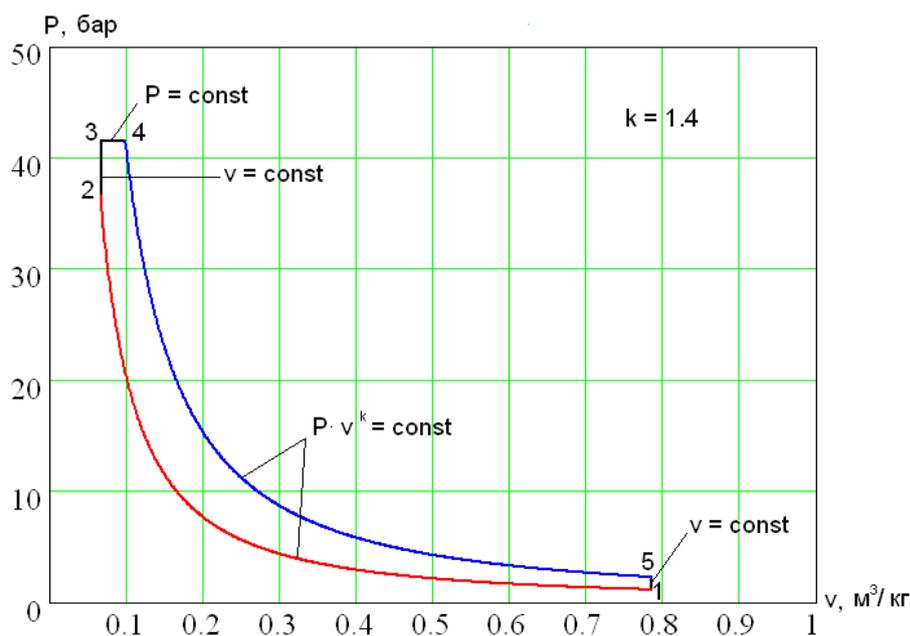


Рисунок 5 – Термодинамический цикл поршневого ДВС со смешанным подводом тепла (цикл Тринклера).

Таким образом, теплота q_1 подводится в двух процессах 2-3 и 3-4:

$$q_1 = q_1' + q_2'' \quad (138)$$

Приведем без вывода выражение для термического КПД цикла со смешанным подводом теплоты:

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \cdot \rho^{k-1}}{(\lambda-1) + k \cdot \lambda \cdot (\rho-1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (139)$$

Параметр λ называется степенью повышения давления и рассчитывается так:

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2} \quad (140)$$

В двигателях, работающих по циклу Тринклера, распыл топлива производится механическим топливным насосом высокого давления, а воздушный компрессор, применяемый в двигателе Дизеля, отсутствует. Степень сжатия ε в рассматриваемом цикле может достигать 18 и более.

Легко показать, что математическое выражение термического КПД цикла со смешанным подводом теплоты является общим для циклов поршневых ДВС.

Сравнение эффективности рассмотренных циклов проведем на $T - s$ диаграмме, предположив, что в каждом из них достигается одинаковая максимальная температура T_3 .

Одинаковы и количества отведенной теплоты q_2 в каждом цикле (площадь 14ab). При таких условиях теплота цикла $q_{ц}$, равная полезной работе

цикла $l_{ц}$, будет наибольшей для цикла Дизеля $12''34$ и наименьшей для цикла Отто 1234 . Цикл Тринклера $12'3'34$ занимает промежуточное положение.

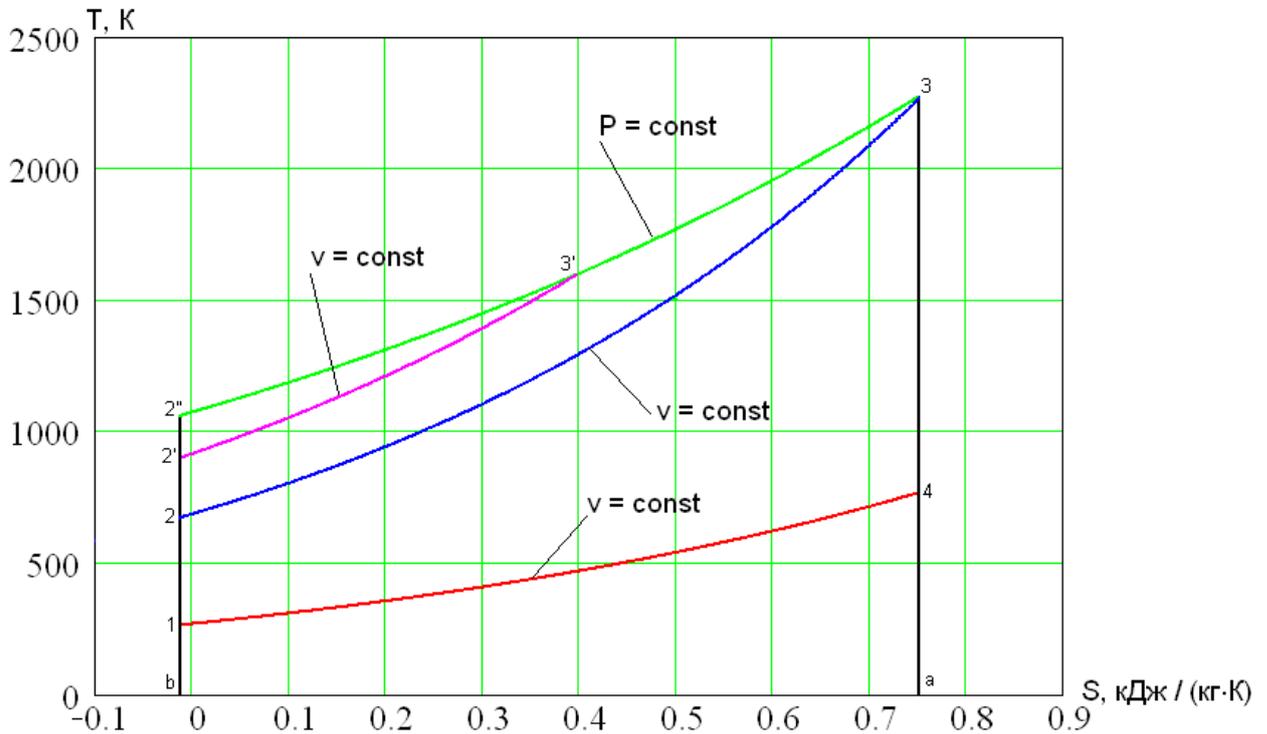


Рисунок 6 – Сравнение циклов ДВС на T-s диаграмме
 1234 – цикл Отто; $12''34$ – цикл Дизеля; $12'3'34$ – цикл Тринклера.

Таким образом, термический КПД, характеризующий степень термодинамического совершенства цикла, будет наибольшим для цикла Дизеля с подводом теплоты при постоянном давлении и наименьшим для цикла Отто с подводом теплоты при постоянном объеме.

Цикл двигателя Стирлинга представляет собой цикл газового двигателя поршневого типа с внешним подводом теплоты, которая получается в результате сгорания твердых, жидких, газообразных топлив. Внешний подвод теплоты осуществляется через теплопроводящую стенку. Рабочее тело (водород, гелий, аргон, углекислый газ) находится в замкнутом пространстве и во время работы не заменяется.

В общем виде схема работы устройства выглядит следующим образом: в нижней части двигателя рабочее вещество (например, воздух) нагревается и, увеличиваясь в объеме, выталкивает поршень вверх. Горячий воздух проникает в верхнюю часть мотора, где охлаждается радиатором. Давление рабочего тела снижается, поршень опускается для следующего цикла. При этом система герметична и рабочее вещество не расходуется, а только перемещается внутри цилиндра.

Существует несколько вариантов конструкции силовых агрегатов, использующих принцип Стирлинга. Например двигатель стирлинга модификации «Альфа» состоит из двух отдельных силовых поршней (горячего и холодного), каждый из которых находится в своем цилиндре. К

цилиндру с горячим поршнем подводится тепло, а холодный цилиндр расположен в охлаждающем теплообменнике.

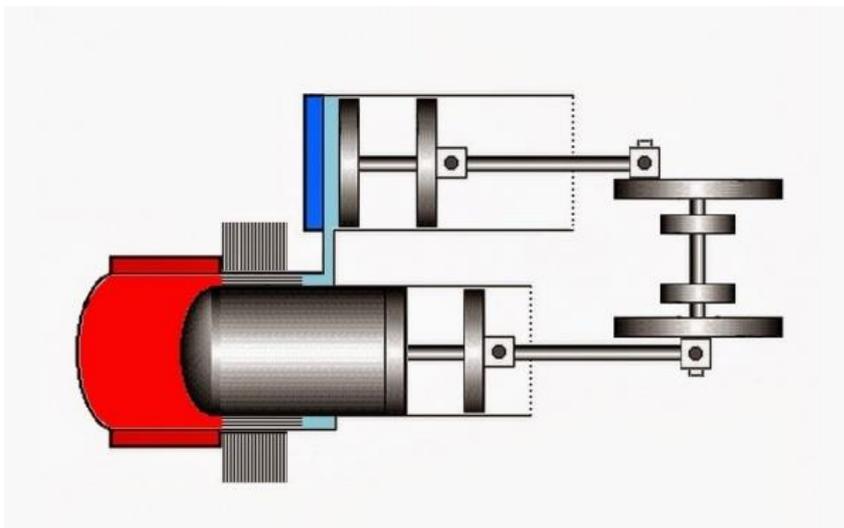


Рисунок 7 – Двигатель стирлинга модификации «Альфа».

Идеальный цикл Стирлинга состоит из четырех процессов. В процессе 3 холодное рабочее тело сжимается в изотермическом процессе $T_2 = const$ при интенсивном отводе теплоты q_2'' . В процессе 4 поршень-вытеснитель перемещает рабочее тело из холодной полости в горячую, так что $v = const$ (изохорный процесс), а температура увеличивается от T_2 до T_1 при подводе теплоты q_1' .

В изотермическом процессе расширения 1 $T_1 = const$ к рабочему телу подводится теплота q_1'' . Затем в процессе 2 поршень-вытеснитель, перемещаясь в обратном направлении, выталкивает рабочее тело из горячей полости в холодную ($v = const$) с отводом теплоты q_2' . Отличительной особенностью цикла Стирлинга является то, что рабочее тело, перемещаясь из холодной полости в горячую и обратно через регенератор, то воспринимает теплоту от рабочего тела, то, охлаждаясь, отдает теплоту рабочему телу.

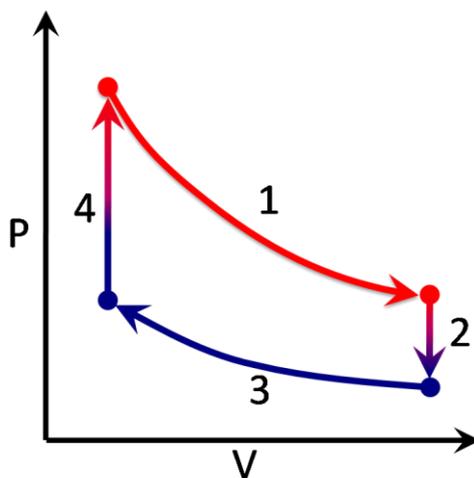


Рисунок 8 – Диаграмма работы идеального цикла Стирлинга.

Работа в цикле Стирлинга представляет собой разность работы, полученной в процессе изотермического расширения (подвод теплоты q_1''), и работы, затраченной в процессе изотермического сжатия с отводом теплоты q_2'' :

$$l_{ц} = q_1'' - q_2'' \quad (141)$$

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{q_1'' - q_2''}{q_1' + q_1''} \quad (142)$$

Дизельная электростанция как правило, объединяет в себе генератор переменного тока и двигатель внутреннего сгорания, а также систему контроля и управления установкой. Такие электростанции и установки применяются в качестве основных, резервных или аварийных источников электроэнергии для потребителей одно- или трёхфазного переменного тока.

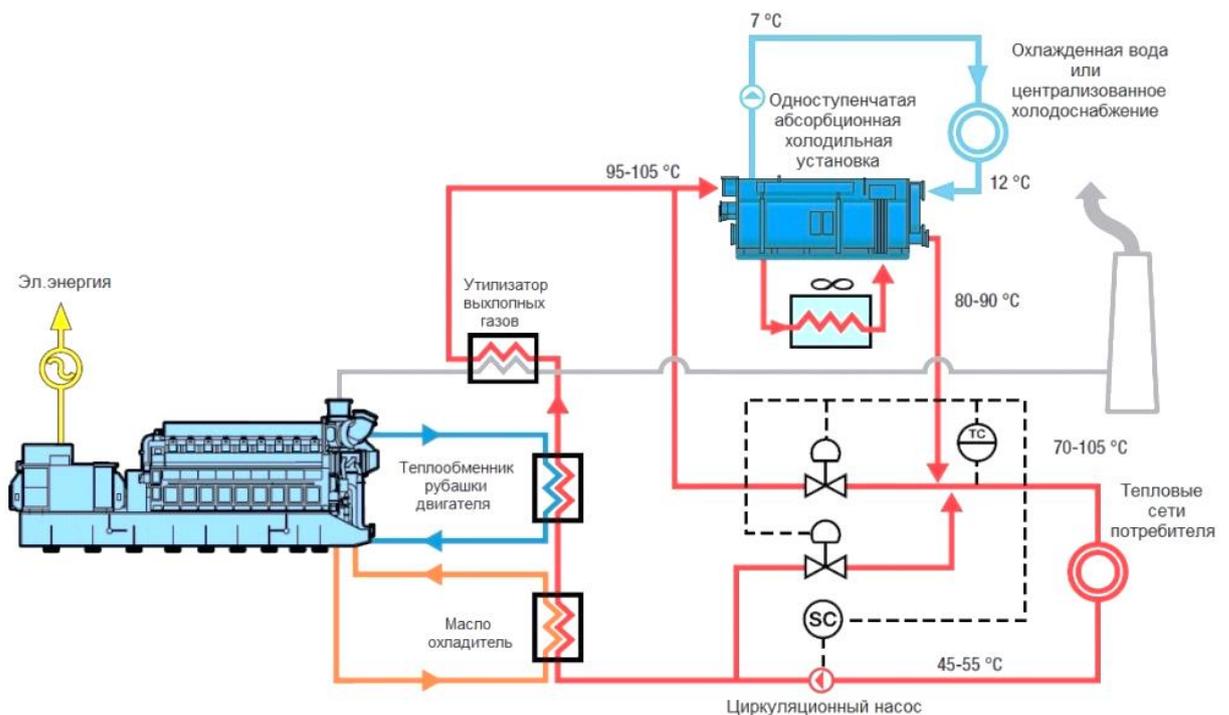


Рисунок 9 – Схема дизельной электростанции.

Цикл газотурбинной установки. Одним из основных недостатков поршневых двигателей является невозможность достижения больших мощностей в одном агрегате, что сужает нишу возможного использования ДВС поршневого типа. Это связано, прежде всего с наличием кривошипно-шатунного механизма, предназначенного для преобразования возвратно-поступательного движения поршня во вращательное движение коленчатого вала. Периодичность производства рабочего хода поршня неизбежно вызывает неравномерность работы конструкции и требует наличие маховика, что заметно увеличивает удельный вес двигателя – отношение веса двигателя

к вырабатываемой им мощности. Этих недостатков лишены двигатели внутреннего сгорания газотурбинного типа, к числу которых относятся воздушно-реактивные двигатели.

В газотурбинных установках подвод теплоты к рабочему телу может осуществляться при постоянном давлении (цикл Брайтона) или при постоянном объеме (цикл Гемфри).

Цикл Брайтона. Принципиальная схема газотурбинной установки со сгоранием при постоянном давлении содержит в себе все основные элементы, присущие турбокомпрессорному воздушно-реактивному двигателю. Газотурбинный двигатель состоит из размещенных на одном валу турбины, компрессора, топливного насоса и потребителя мощности. В схему входит также камера сгорания, выхлопное сопло или патрубок отвода отработавших газов и свеча зажигания.

Турбина приводит во вращение компрессор, в котором сжимается воздух, поступающий из окружающей среды. Процесс сжатия предполагается протекающим по адиабате 1-2. Сжатый воздух подается в камеру сгорания, куда насосом из топливной емкости прокачивается топливо. Тщательно перемешанная смесь в камере сгорания воспламеняется свечой зажигания, и при постоянном давлении реализуется процесс сжигания топлива. В результате протекания экзотермической реакции возрастает энтальпия продуктов сгорания – газа. Высокоэнтальпийный поток газа поступает на турбину расширяется в ней по адиабате 3-4. В процессе расширения газа на турбине генерируется мощность, снимаемая частично приводом полезной мощности (электрогенератором), частично она расходуется на привод компрессора, насоса и других агрегатов установки.

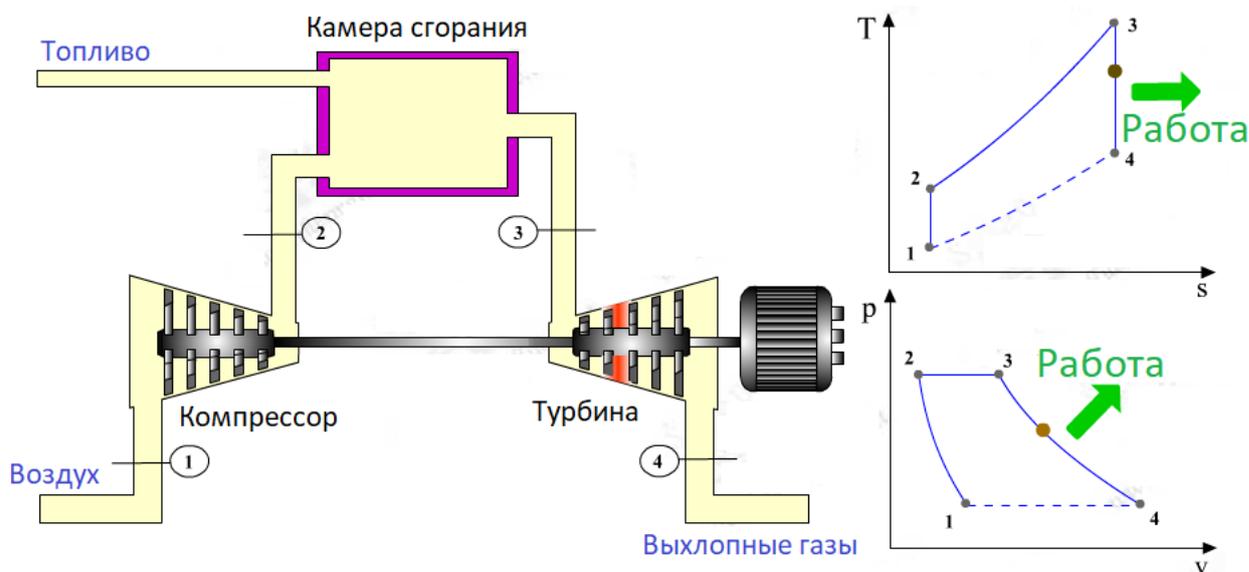


Рисунок 10 – Схема газотурбинной установки.

Термодинамическая эффективность теплосилового цикла оценивается термическим коэффициентом полезного действия:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (143)$$

где $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ – степень сжатия, а $\lambda = \frac{p_2}{p_1}$ – степень повышения давления.

Энергетический кризис, связанный с истощением запасов ископаемых энергоресурсов в виде органического топлива (газ, нефть, уголь и т. д.), делает необходимою бережное отношение к его использованию. Вместе с тем, температура газа, покидающего турбину, еще достаточно велика и поэтому целесообразно частично вернуть избыточную по отношению к окружающей среде энергию уходящих газов в форме тепла в цикл. Обычно такой процесс называют регенерацией, суть которой состоит в полезном использовании вторичных энергоресурсов.

Отличие регенеративной газотурбинной установки от рассмотренной ранее состоит во введении дополнительного конструктивного узла в виде теплообменника регенератора, в котором тепло от уходящих газов передается к газу, сжатому компрессором установки.

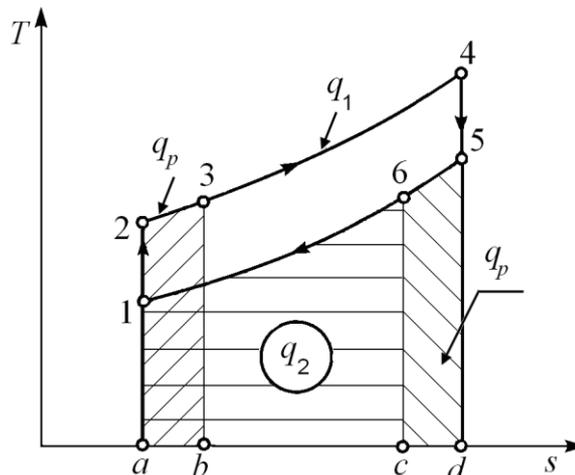


Рисунок 11 – $T - s$ диаграмма регенеративного цикла.

По условиям организации цикла не все избыточное тепло уходящих газов может быть передано воздуху, сжатому в компрессоре. Тогда коэффициент полезного действия можно определить:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{(T_5 - T_1) - (T_3 - T_2)}{T_4 - T_2}. \quad (144)$$

Цикл Гемфри. Газотурбинная установка со сгоранием при $v = const$ в случае, если предельные давления одинаковы и подведенные теплоты равны, будут иметь несколько большую эффективность по сравнению с изобарным циклом. Это связано с тем, что при отмеченных условиях сравнения в цикле с $v = const$ по сравнению с циклом $p = const$ отводимая теплота будет несколько меньше, чем в цикле со сгоранием при $p = const$. Это видно из сравнения циклов, построенных в $T - s$ диаграмме.

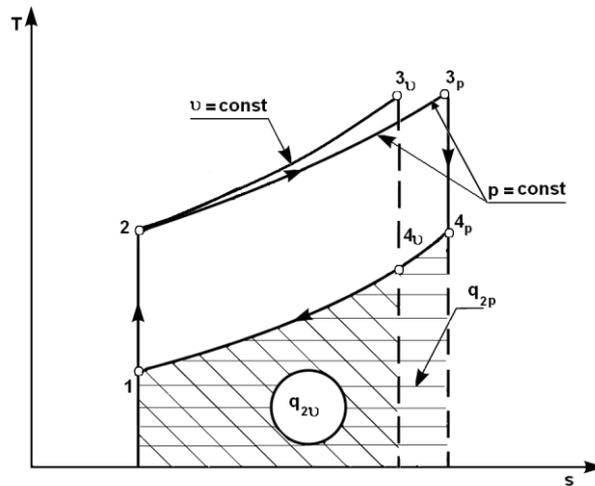


Рисунок 12 – Сравнение циклов газотурбинных установок с подводом тепла при $v = const$ и $p = const$.

Однако в конструкторском отношении газотурбинная установка с подводом тепла при $v = const$ заметно сложнее. Турбина приводит во вращение сидящие с ней на одном валу компрессор, насос и потребитель выработанной установкой механической энергии, обычно в виде трехфазного электрогенератора. Одновременно в камеру сгорания поступает воздух, сжатый в компрессоре, и топливо подаваемое насосом. В камере сгорания при закрытых клапанах, свечой зажигания осуществляется воспламенение топлива. Сгорание топлива происходит при закрытых клапанах, т.е. при постоянном объеме. В конце процесса сгорания при достижении заданного давления открываются выпускные клапаны и рабочее тело – продукты сгорания в виде высокоэнтальпийного потока – поступает на лопатки соплового аппарата, а затем рабочего колеса, на которых энтальпия рабочего тела сбрасывается, превращаясь в механическую энергию, воспринимаемую приводами. Отработавшие продукты сгорания – газы отводятся из двигателя через выхлопной патрубков.

Коэффициент полезного действия такого цикла определяется и соотношения:

$$\eta_t = 1 - \frac{k}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda^{\frac{1}{k}-1}}{\lambda-1}. \quad (145)$$

где $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ – степень повышения давления.

Парогазовая установка – электрогенерирующая станция, служащая для производства электроэнергии. Парогазовая установка содержит два отдельных двигателя: паросиловой и газотурбинный. В газотурбинной установке турбину вращают газообразные продукты сгорания топлива. Топливом может служить как природный газ, так и продукты нефтяной промышленности (дизельное топливо). На одном валу с турбиной находится генератор, который за счет вращения ротора вырабатывает электрический ток.

Проходя через газовую турбину, продукты сгорания отдают лишь часть своей энергии и на выходе из неё, когда их давление уже близко к наружному и работа не может быть ими совершена, все ещё имеют высокую температуру. С выхода газовой турбины продукты сгорания попадают в паросиловую установку, в котел-утилизатор, где нагревают воду и образующийся водяной пар. Температура продуктов сгорания достаточна для того, чтобы довести пар до состояния, необходимого для использования в паровой турбине (температура дымовых газов около 500 °С позволяет получать перегретый пар при давлении около 100 атмосфер). Паровая турбина приводит в действие второй электрогенератор.

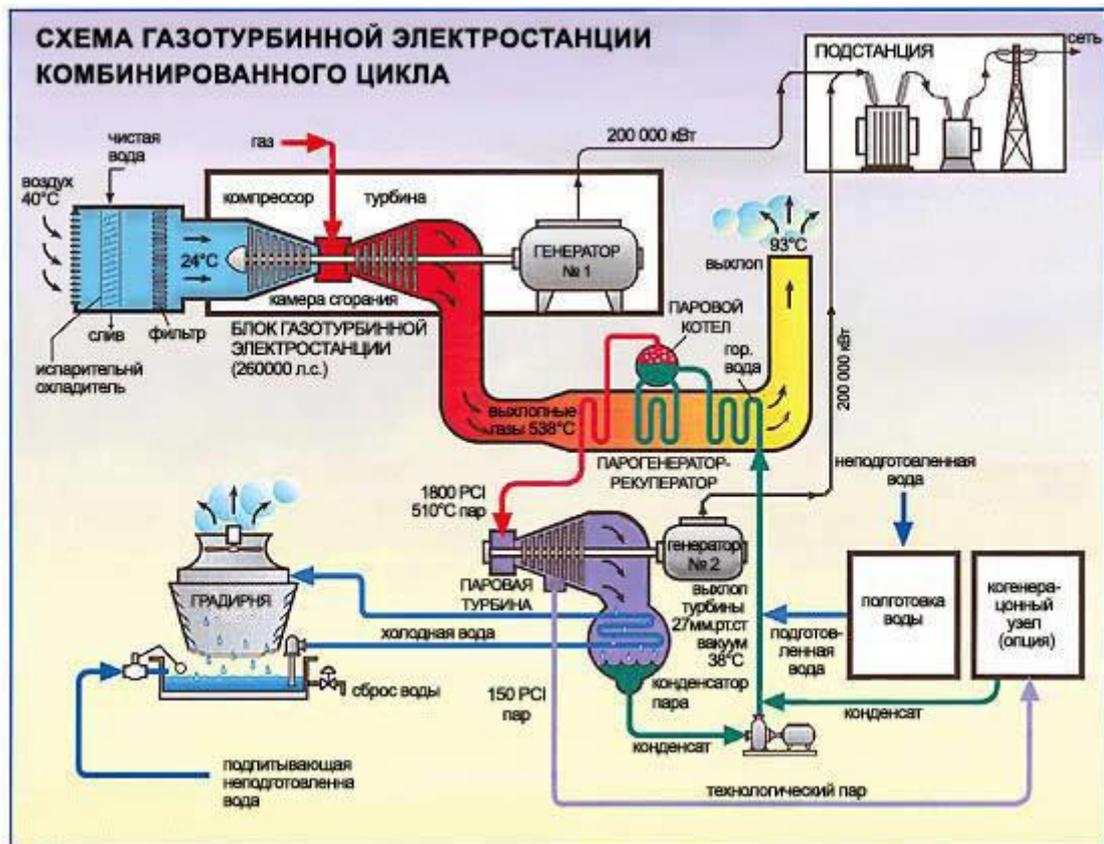


Рисунок 13 – Схема газотурбинной электростанции комбинированного цикла.

Задачи (n – номер варианта):

3.1. К газу в круговом процессе подведено $(250 + 10n)$ кДж теплоты. Термический КПД равен 0.46. Определить работу, полученную за цикл.

3.2. В результате осуществления кругового процесса получена работа, равная $(80 + n)$ кДж, а отдано охладителю 50 кДж теплоты. Определить термический КПД цикла.

3.3. 1 кг воздуха совершает цикл Карно в пределах температур $t_1 = 620 + n$ °С и $t_2 = 27$ °С, причем наивысшее давление составляет 6 МПа, а наинизшее 0.1 МПа. Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, термический КПД цикла, а также количество подведенной и отведенной теплоты.

3.4. 1 кг воздуха совершает цикл Карно в пределах температур $t_1 = 250$ °С и $t_2 = 27$ °С, причем наивысшее давление составляет $(1 + 0.1n)$ МПа, а наинизшее 0.12 МПа. Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, термический КПД цикла, а также количество подведенной и отведенной теплоты.

3.5. Исходными данными для выполнения расчетов служат: одна из схем цикла, степень сжатия ε , степень повышения давления λ и степень предварительного расширения ρ , температура воздуха T_1 , поступающего в цилиндры двигателя, и теоретическая мощность двигателя N .

Таблица 2.

Предпоследняя цифра шифра										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ε	7	16	14	8	18	15	9	20	16	17
λ	2.5	1	1.7	3	1	1.6	3.5	1	1.5	1.5
ρ	1	2.4	1.5	1	2.6	1.6	1	2.8	1.7	1.8
Последняя цифра шифра										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$T_1, \text{°C}$	-20	-10	0	10	20	30	40	50	60	70
$N, \text{кВт}$	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140

При выполнении расчетов давление рабочего тела (воздух) в точке 1 принять равным $p_1 = 10^5$ Па для всех вариантов. Теплоемкость воздуха считать не зависящей от температуры. Принять: $c_p = 1.005$ кДж/кг·К, $c_v = 0.71$ кДж/кг·К.

Требуется рассчитать параметры рабочего тела p, v, T, u, h для узловых точек заданного цикла, построить цикл в координатах $p - v$ и $T - s$, определить подведенное тепло q_1 , отведенное тепло q_2 и работу цикла $l_{ц}$, рассчитать термический коэффициент полезного действия цикла η_t .

3.6. Температура воспламенения топлива, подаваемого в цилиндр двигателя с изобарным подводом теплоты, равна $800 + 10n$ °С. Определить минимально необходимое значение степени сжатия, если начальная температура воздуха $t_1 = 77$ °С. Сжатие считать адиабатным.

3.7. Для идеального цикла газовой турбины с подводом теплоты при $p = const$ найти параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если дано: $p_1 = 100$ кПа, $t_1 = 27$ °С, $t_3 = 700 + 10n$ °С, $\lambda = \frac{p_2}{p_1} = 10$. Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

3.8. Для идеального цикла газовой турбины с подводом теплоты при $p = const$ найти параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД, количество подведенной и отведенной теплоты, если дано: $p_1 = 0.1 + 0.1n$ МПа, $t_1 = 17$ °С, $t_3 = 600$ °С, $\lambda = \frac{p_2}{p_1} = 8$. Рабочее тело – воздух. Теплоемкость принять постоянной.

3.9. Газотурбинная установка работает с подводом теплоты $v = const$ и с полной регенерацией. Известны параметры: $t_1 = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ и $t_5 = 400 + 10n \text{ }^\circ\text{C}$, а также $\lambda = \frac{p_2}{p_1} = 4$. Рабочее тело – воздух. Определить термический КПД этого цикла.

3.10. Газотурбинная установка работает с подводом теплоты $p = const$ и с полной регенерацией. Известны параметры: $t_1 = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ и $t_5 = 800 + 10n \text{ }^\circ\text{C}$, а также $\lambda = \frac{p_2}{p_1} = 6$. Рабочее тело – воздух. Определить термический КПД этого цикла. Какова экономия от введения регенерации?

4 Водяной пар и циклы паровых двигателей

Водяной пар широко применяется на тепловых и атомных электростанциях в качестве рабочего тела для паротурбинных установок. Кроме того, вода и водяной пар являются самыми распространенными теплоносителями в теплообменных аппаратах, в энергетических и технологических системах, а также в системах теплоснабжения и отопления.

Для анализа процессов изменения состояния воды и водяного пара обычно используют диаграммы $p - v$ и $T - s$, а для расчета процессов – диаграмму $h - s$.

Водяной пар для промышленных целей получают в парогенераторах (паровых котлах) различного типа, общим для которых является то, что процесс получения пара является изобарным. Температура кипения воды и образующегося из нее пара является при этом постоянной, она зависит только от давления парогенератора и называется температурой насыщения t_n .

Пар, температура которого равна температуре насыщения, называется насыщенным (пар находится в термодинамическом равновесии с кипящей жидкостью). Насыщенный пар, не содержащий примеси жидкости, называют **сухим насыщенным паром**. Смесь сухого насыщенного пара и кипящей жидкости называется **влажным насыщенным паром**. Массовая доля сухого насыщенного пара в этой смеси называется **степенью сухости** и обозначается x . Для сухого насыщенного пара $x = 1$, для кипящей жидкости $x = 0$, для влажного насыщенного пара $0 < x < 1$.

Под **теплотой парообразования** r понимают количество теплоты, необходимое для превращения 1 кг кипящей жидкости при постоянном давлении (следовательно, и при постоянной температуре) в сухой насыщенный пар.

Параметры кипящей жидкости – удельный объем, энтальпия, энтропия – обозначаются, соответственно, v' , h' , s' , а параметры сухого насыщенного пара – v'' , h'' , s'' . Параметры влажного насыщенного пара обычно обозначают v_x , h_x и s_x и определяют по следующим формулам как для смеси кипящей воды и сухого пара:

$$v_x = v'' \cdot x + v' \cdot (1-x), \quad (146)$$

$$h_x = h'' \cdot x + h' \cdot (1-x), \quad (147)$$

$$s_x = s'' \cdot x + s' \cdot (1-x). \quad (148)$$

Параметры перегретого пара обозначают без каких-либо штрихов и индексов, т.е. v , h и s .

Поскольку водяной пар получают в изобарном процессе, то количество теплоты, подводимой к рабочему телу, можно подсчитать как разность энтальпий в конце и начале процесса. Это очень удобно, т.к. позволяет

обойтись без теплоемкости, которая в данном случае (реальный газ) зависит не только от температуры, но и от давления.

Теплота парообразования, учитывая сказанное, равна:

$$r = h'' - h'. \quad (149)$$

На рисунке представлена диаграмма $h - s$ водяного пара. На этой диаграмме показаны нижняя пограничная кривая ($x = 0$) или линия кипящей жидкости и верхняя пограничная кривая ($x = 1$) или линия сухого насыщенного пара. Пограничные кривые соединяются в критической точке К, обозначающей критическое состояние воды, когда нет различия между кипящей жидкостью и сухим паром. Пограничные линии делят диаграммы на области капельной жидкости (воды), влажного насыщенного пара и перегретого пара. В области влажного пара изобары и изотермы совпадают.

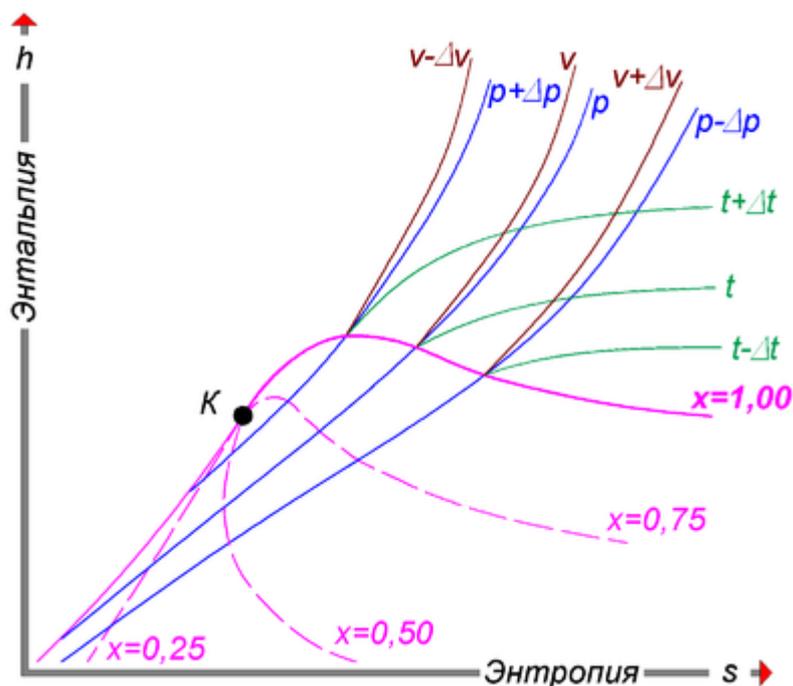


Рисунок 14 – Изолинии на $h - s$ диаграмме воды и водяного пара.

Наиболее простым и наглядным является метод расчета паровых процессов с использованием $h - s$ - диаграммы. Здесь не нужно выяснять, в какой области протекает процесс, есть ли переход из зоны перегретого пара в зону влажного пара или наоборот. Все это видно по графику процесса. Расчет сводится к чтению диаграммы и, в случае надобности, к подсчету по полученным из диаграммы данным работы, теплоты и изменений параметров и функций состояния.

Диаграммы $p - v$ и $T - s$ служат для иллюстрации особенностей процессов и могут быть применены для графического изображения в виде площадей энергетических величин q и l , характеризующих данный процесс.

Адиабатный процесс. В $p - v$ диаграмме адиабата представляет собой кривую гиперболического характера с переменным показателем адиабаты. Необходимо отметить, что показатель адиабаты для воды и пара никакого отношения к коэффициенту Пуассона не имеет.

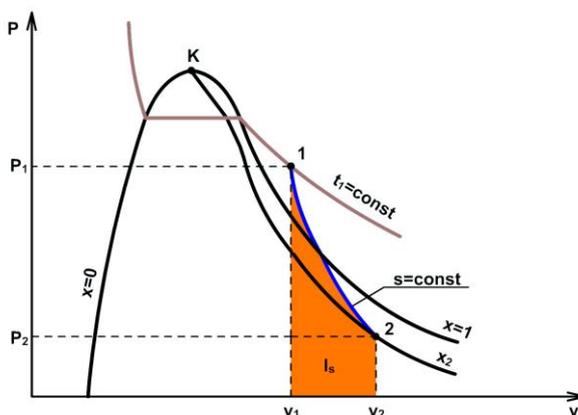


Рисунок 15 – Адиабатный процесс на $p - v$ диаграмме воды и водяного пара.

В $T - s$ и $h - s$ диаграммах обратимый адиабатный процесс представляет вертикальную прямую ($s = const$ – изоэнтропа). В $h - s$ диаграмме разность энтальпий адиабатного процесса представляет работу изменения давления в потоке (техническая работа в турбине, насосе и т.п.).

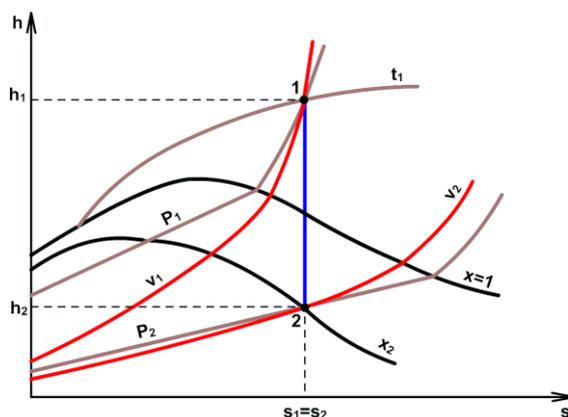


Рисунок 16 – Адиабатный процесс на $h - s$ диаграмме воды и водяного пара.

Изохорный процесс. Изохорный процесс может иметь место в случае теплообмена с внешней средой водяного пара, находящегося в сосуде постоянного объема. Работа расширения в изохорном процессе равна нулю. Теплота изохорного процесса расходуется только на увеличение внутренней энергии пара. В диаграмме $T - s$ теплота изображается площадью под изохорным процессом.

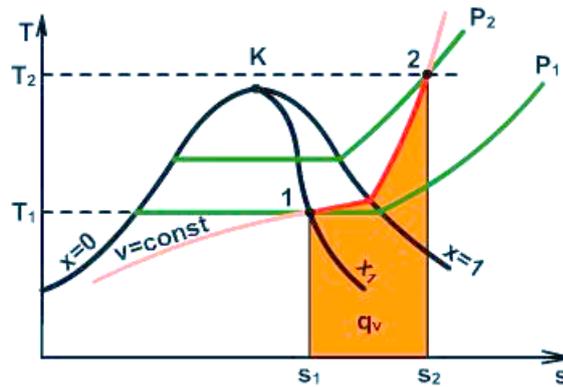


Рисунок 17 – Изохорный процесс на $T - s$ диаграмме воды и водяного пара.

Изобарный процесс. В диаграмме $p - v$ изобара представляет горизонтальную прямую, площадь под которой соответствует работе расширения.

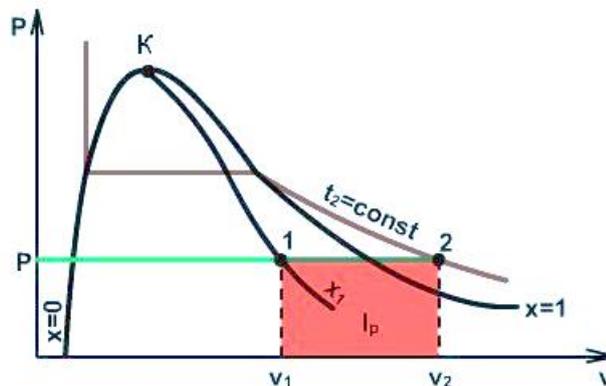


Рисунок 18 – Изобарный процесс на $p - v$ диаграмме воды и водяного пара.

Количество теплоты в изобарном процессе соответствует изменению энтальпии. В $T - s$ диаграмме теплота представлена площадью под процессом.

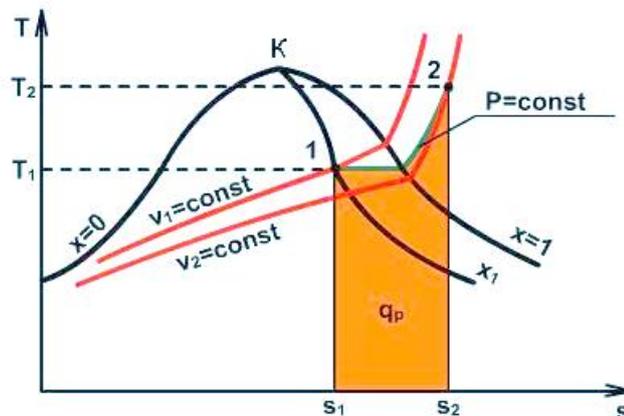


Рисунок 19 – Изобарный процесс на $T - s$ диаграмме воды и водяного пара.

Изотермический процесс. Работа расширения изотермического процесса изображается площадью под процессом в $p - v$ координатах.

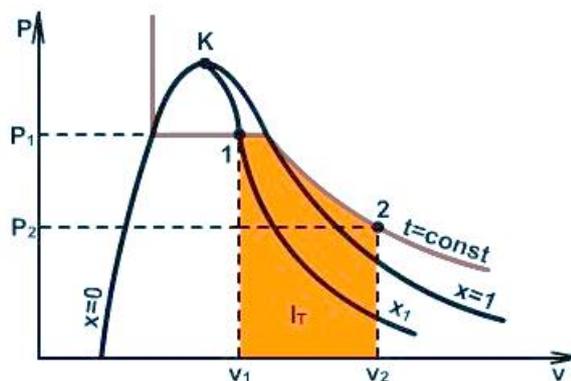


Рисунок 20 – Изотермический процесс на $p - v$ диаграмме воды и водяного пара.

В $T - s$ диаграмме изотерма представляет собой горизонтальную прямую. Площадь под изотермическим процессом в $T - s$ диаграмме представляет собой теплоту.

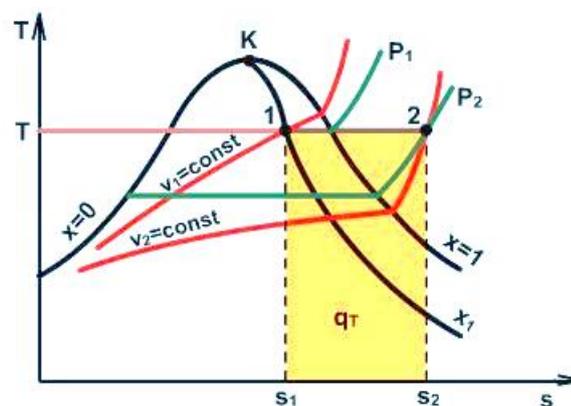


Рисунок 21 – Изотермический процесс на $T - s$ диаграмме воды и водяного пара.

Рассмотрим установку, работающую по циклу Карно, где в качестве рабочего тела будет выступать не абстрактный газ, а водяной пар. Цикл Карно состоит из двух изотерм и двух изобар, следовательно такая установка должна включать в себя четыре обязательных элемента: паровой котел в котором подводится теплота (горячий источник), конденсатор для отвода теплоты (холодный источник), паровую турбину, в которой будет происходить расширение пара, а также устройство для повышения давления.

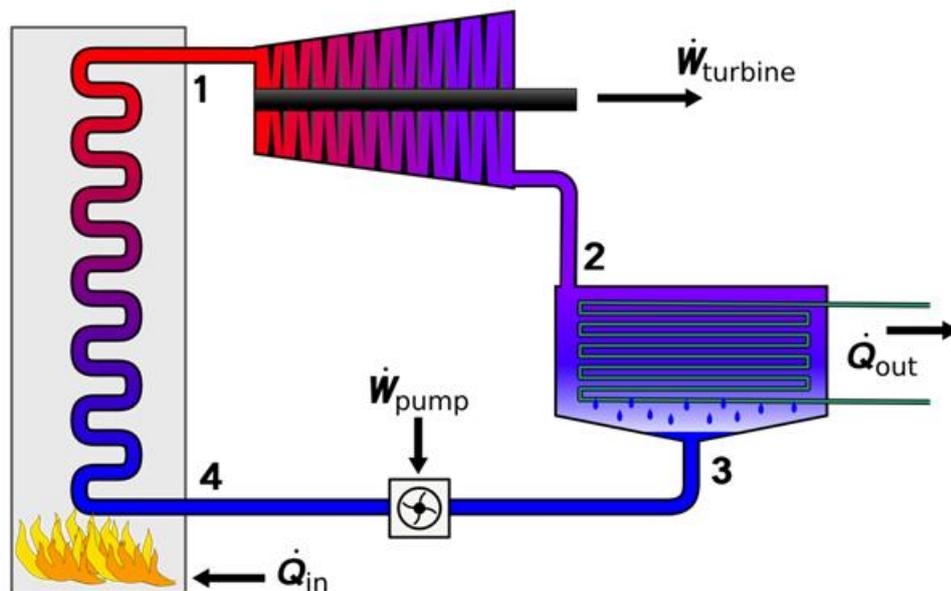


Рисунок 22 – Схема парового двигателя.

Такая установка работает следующим образом – в паровой котел поступает влажный водяной пар малой степени сухости x . За счет сгорания в топке котла топлива (уголь, мазут, природный газ и др.) к влажному пару подводится теплота, и степень сухости пара x повышается до значений, близких к единице. Процесс подвода теплоты в котле происходит при постоянном давлении p_1 и постоянной температуре T_1 , т.е. **изобарно-изотермический подвод тепла**. Из котла пар поступает в паровую турбину. При расширении в турбине (**адиабатный процесс**) поток пара приобретает значительную кинетическую энергию. На лопатках рабочего колеса турбины эта энергия превращается в кинетическую энергию вращения рабочего колеса и затем в электроэнергию с помощью электрогенератора, вращаемого турбиной. На выходе из турбины влажный пар имеет давление p_2 и соответствующую этому давлению температуру T_2 . Далее пар поступает в конденсатор – теплообменник, в котором с помощью охлаждающей воды от пара отводится теплота, пар конденсируется и, следовательно, степень сухости пара уменьшается. Процесс отвода теплоты от пара в конденсаторе осуществляется при постоянном давлении p_2 и постоянной температуре T_2 , т.е. идет **изобарно-изотермический отвод тепла**. После конденсации влажный пар поступает в компрессор, в котором он сжимается (**адиабатный процесс**) до давления p_1 . Затем влажный пар вновь поступает в котел, и цикл замыкается. Таким образом, на участке цикла от выхода из компрессора до входа в турбину давление рабочего тела равно p_1 , а на участке цикла от выхода из турбины и до входа в компрессор давление рабочего тела равно p_2 .

Описанный цикл изображен на $T - s$ диаграмме ниже.

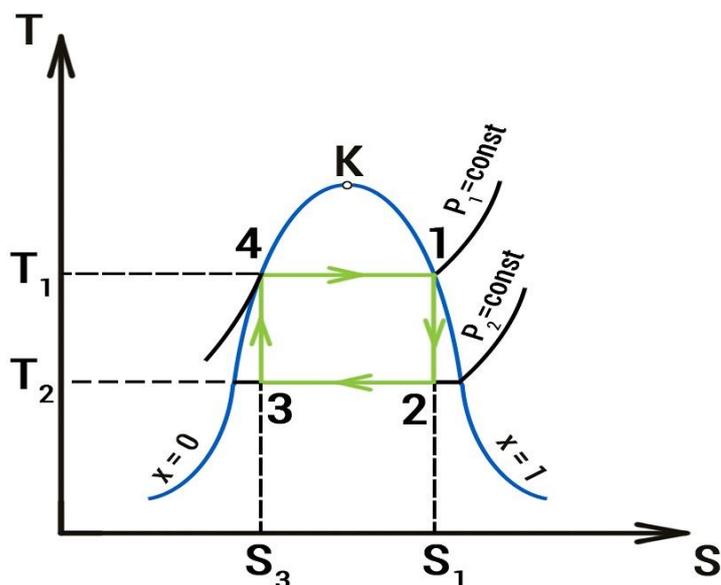


Рисунок 23 – Цикл Карно в T-s диаграмме.

Подвод теплоты q_1 к пару в котле осуществляется по изобаре-изотерме 4-1, процесс расширения в паровой турбине по адиабате 1-2, отвод теплоты q_2 в конденсаторе по изобаре-изотерме 2-3, сжатие пара в компрессоре по адиабате 3-4.

Термический КПД обратимого цикла Карно, осуществляемого во влажном паре, как и цикла Карно с любым другим рабочим телом, определяется уравнением:

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (150)$$

Реальный цикл, осуществляемый во влажном паре и состоящий из двух изобар-изотерм и двух адиабат, условно изображен на рисунке ниже с учетом необратимых потерь на трение при расширении пара в турбине и при его сжатии в компрессоре.

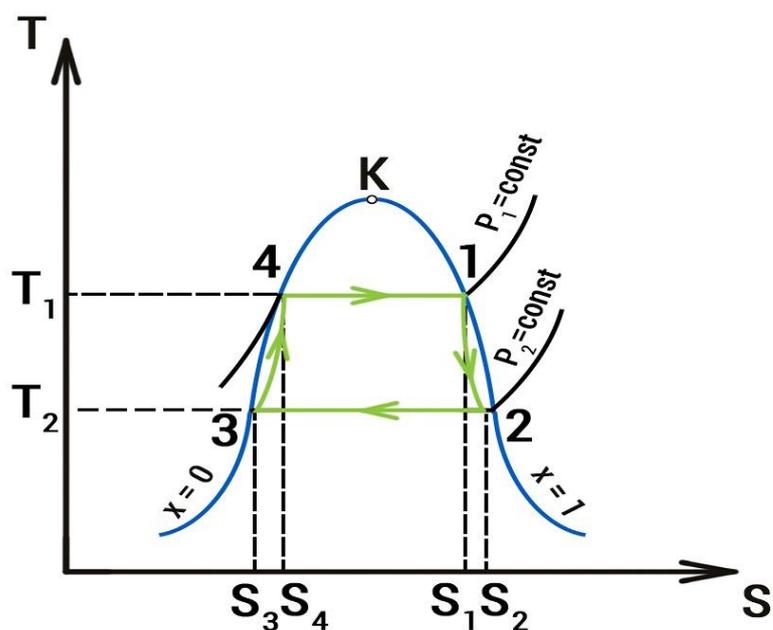


Рисунок 24 – Цикл Карно в T-s диаграмме с учетом потерь на необратимость.

Здесь $S_2 - S_1$ это увеличение энтропии пара в процессе адиабатного расширения, обусловленное трением, а $S_4 - S_3$ это увеличение энтропии пара при его сжатии в компрессоре. С учетом условий работы теплосилового оборудования практическое осуществление этого цикла нецелесообразно, так как при работе на влажном паре, который представляет собой поток сухого насыщенного пара со взвешенными в нем капельками воды, условия работы проточных частей турбины и компрессоров оказываются тяжелыми, течения – газодинамически несовершенными и внутренний относительный КПД этих машин снижается. Другими словами, подавать на турбину влажный пар нецелесообразно, так как влажный пар имеет большую скорость, и содержащиеся в нем капельки воды бомбардируют турбину, приводя ее в негодность. Важно и то, что компрессор для сжатия влажного пара с малыми давлениями и большими удельными объемами представляет собой весьма громоздкое неудобное в эксплуатации устройство, на привод которого затрачивается чрезмерно большое количество энергии. По этим причинам цикл Карно, осуществляемый во влажном паре, не нашел практического применения!

Цикл Ренкина. Перечисленные недостатки, присущие паросиловой установке, в которой осуществляется цикл Карно на влажном паре, могут быть частично устранены, если отвод теплоты от влажного в конденсаторе пара производить до тех пор, пока весь пар полностью не сконденсируется. В этом случае сжатие с давления p_2 до давления p_1 подлежит не влажный пар малой плотности, а вода. По сравнению с объемом пароводяной смеси, объем воды весьма мал, и ее сжимаемость пренебрежимо мала по сравнению со сжимаемостью влажного пара. Для перемещения воды из конденсатора в котел с одновременным повышением ее давления применяются не компрессоры, а

насосы. Они компактные и простые по устройству, и самое главное - они потребляют весьма мало энергии для своего привода.

На рисунке ниже изображен цикл Ренкина в T-s диаграмме.

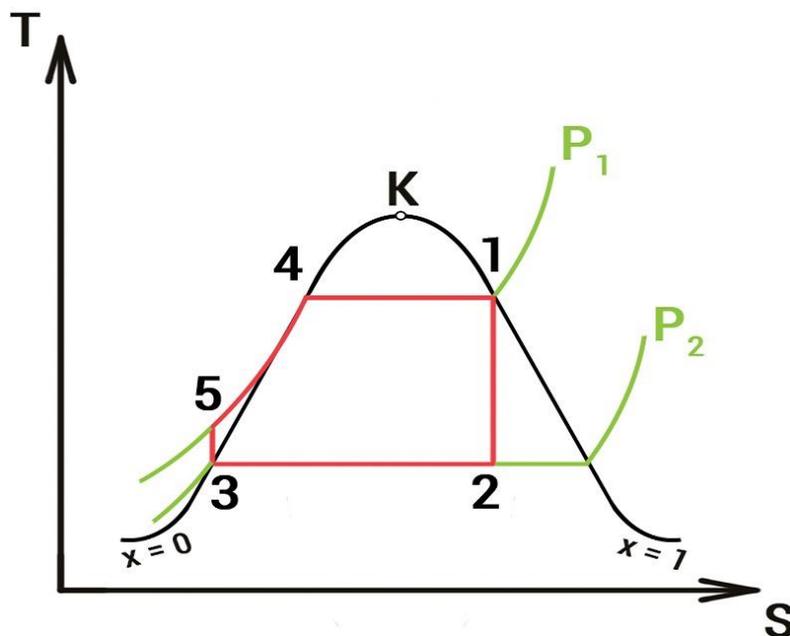


Рисунок 25 – Теоретический цикл Ренкина.

В отношении термического КПД цикл Ренкина представляется менее выгодным, чем обратимый цикл Карно, поскольку степень заполнения (равно как и средняя температура подвода тепла) для цикла Ренкина оказывается меньше, чем для цикла Карно. Однако с учетом реальных условий осуществления цикла и значительно меньшего влияния необратимости процесса сжатия воды по сравнению со сжатием влажного пара на общий КПД цикла экономичность цикла Ренкина выше экономичности соответствующего цикла Карно на влажном паре. Вместе с тем замена громоздкого компрессора для сжатия влажного пара компактным водяным насосом позволяет существенно снизить затраты на сооружение теплосиловой установки и упростить ее эксплуатацию.

Для того чтобы увеличить термический КПД цикла Ренкина, применяют так называемый перегрев пара. В специальном элементе котла – пароперегревателе пар нагревается до температуры, превышающей температуру насыщения при данном давлении p_1 .

Цикл Ренкина с перегревом пара показан на следующем рисунке. В этом случае средняя температура подвода теплоты увеличивается по сравнению с температурой подвода теплоты в цикле без перегрева, и, следовательно, термический КПД цикла возрастает.

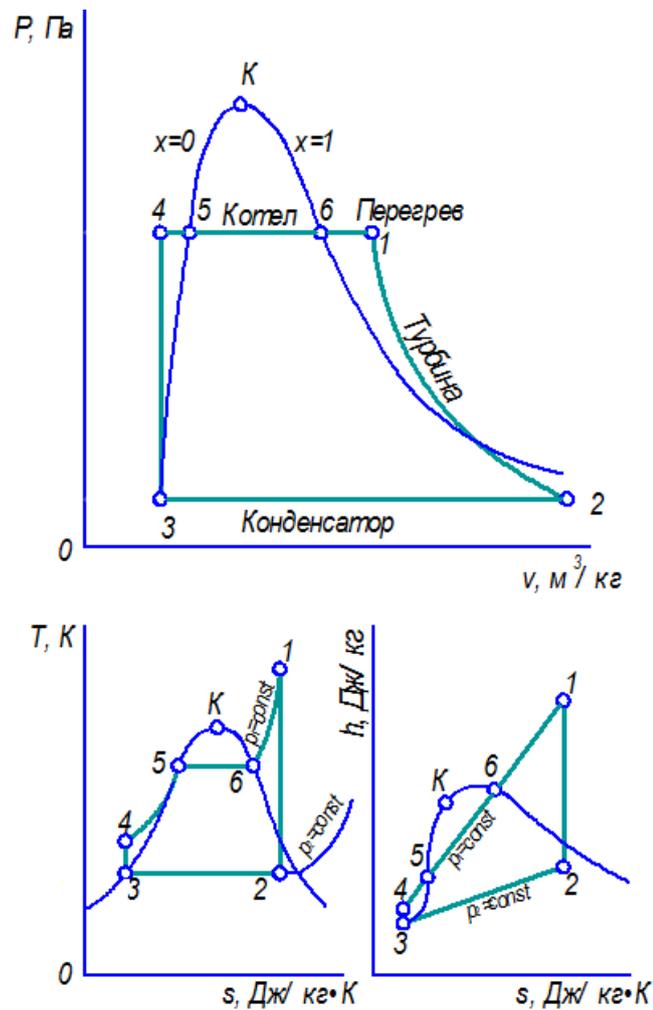


Рисунок 26 – Цикл Ренкина в $p - v$ координатах, $T - s$ координатах и $h - s$ координатах.

Из данной диаграммы видно, что для цикла с перегревом процесс расширения пара в турбине 1-2, осуществляемый до того же, что и раньше, давления p_2 , заканчивается внутри двухфазной области в районе более высоких степеней сухости x , чем для цикла без перегрева. Благодаря этому условия работы проточной части турбины оказываются более легкими.

Перейдем к термическому КПД цикла. Общее уравнение для термического КПД цикла выглядит следующим образом:

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (151)$$

Поскольку процессы подвода и отвода теплоты в цикле Ренкина осуществляются по изобарам, а в изобарном процессе количество подведенной и отведенной теплоты равно разности энтальпий рабочего тела в начале и в конце процесса, применительно к циклу Ренкина имеем:

$$q_1 = h_1 - h_4, \quad (152)$$

$$q_2 = h_2 - h_3. \quad (153)$$

Теперь подставим q_1 и q_2 в уравнение с КПД:

$$\eta = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_4}. \quad (154)$$

Раскроем скобки и перегруппируем:

$$\eta = \frac{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)}{h_1 - h_4}. \quad (155)$$

Эти два уравнения равны, просто в первом случае в числителе представлена разность подведенной и отведенной теплоты q_1 и q_2 , а во втором случае в числителе представлена разность работы, полученной в турбине $h_1 - h_2$, и работы, затрачиваемой на привод насоса $h_4 - h_3$.

Схема установки работающей по циклу Ренкина с перегревом пара представлена ниже.

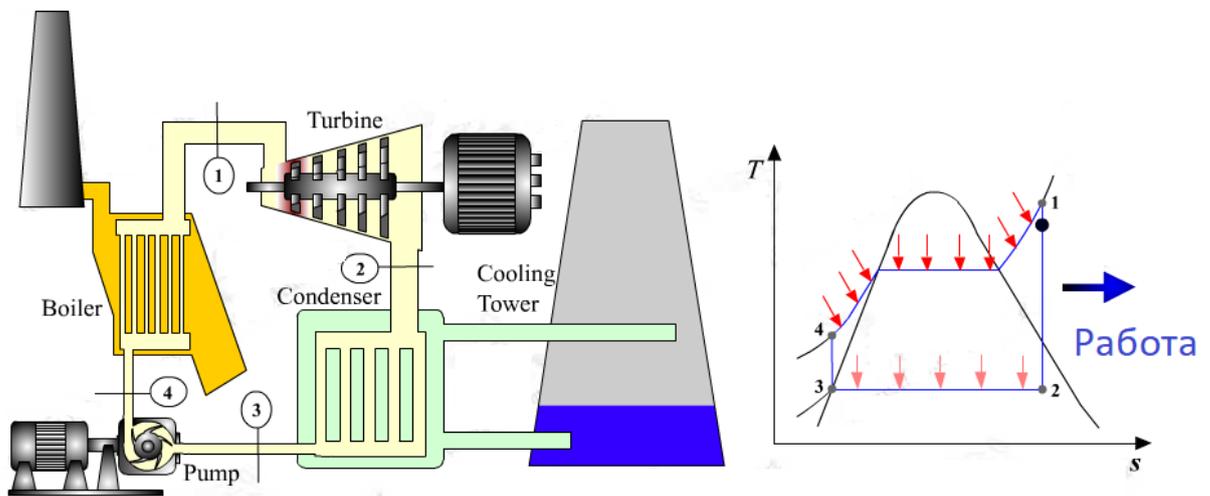


Рисунок 27 – Схема установки работающей по циклу Ренкина с перегревом пара.

Цикл Ренкина с регенеративным подогревом. Одним из способов повышения термического КПД цикла в паротурбинных теплосиловых установках, также, как и в газотурбинных установках, применяется регенерация теплоты. В реальных паросиловых циклах регенерация осуществляется с помощью регенеративных, поверхностных или смешивающих теплообменников, в каждый из которых поступает пар из промежуточных ступеней турбины (регенеративный отбор).

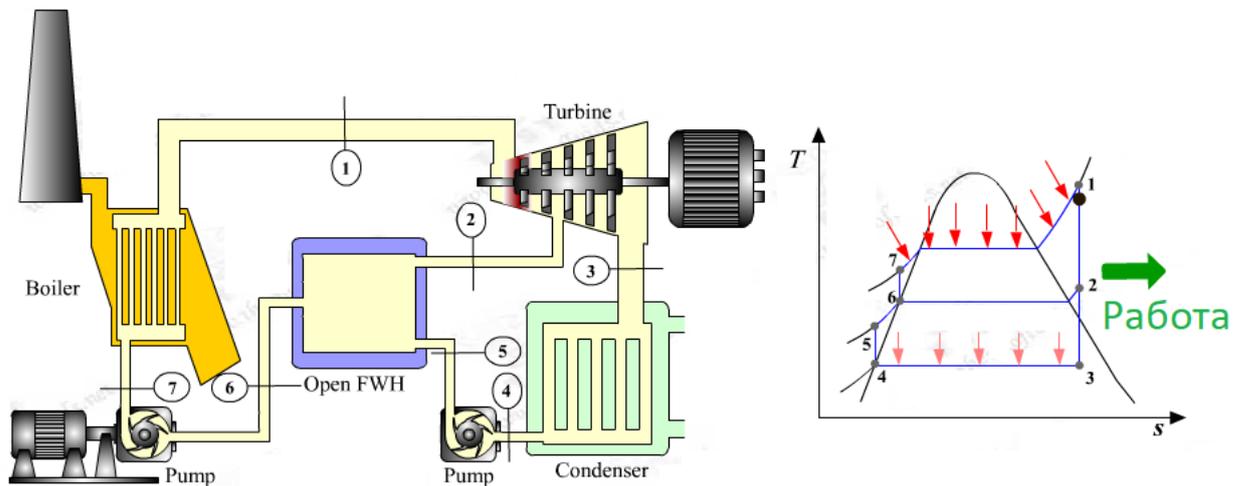


Рисунок 28 – Схема установки работающей по циклу Ренкина с перегревом пара и смешивающим регенеративным подогревателем.

Пар конденсируется в регенеративном смешивающем подогревателе, нагревая питательную воду, поступающую в котел. Конденсат греющего пара также поступает в котел или смешивается с основным потоком питательной воды. Цикл паросиловой установки с регенерацией, строго говоря, нельзя изобразить в плоской диаграмме, поскольку эта диаграмма строится для постоянного количества рабочего тела, тогда как в цикле установки с регенеративными подогревателями количество рабочего тела оказывается различным по длине проточной турбины. Поэтому, рассматривая изображение цикла этой установки в плоскости $T - s$ диаграммы, следует иметь в виду условность этого изображения.

На участке 1-3 цикла в $T - s$ диаграмме количество рабочего тела убывает с уменьшением давления, а на участке 4-7 количество рабочего тела возрастает с ростом давления (к питательной воде, поступающей из конденсатора, добавляется конденсат пара из отборов).

При применении смешивающих регенеративных подогревателей требуется несколько насосов, поскольку повышение давления воды должно быть ступенчатым — давление воды, поступающей в смешивающий подогреватель, должно быть равно давлению пара, отбираемого из турбины в этот подогреватель. В данной схеме число насосов на единицу больше числа отборов.

Рассмотрим более подробно цикл регенеративной установки с смешивающим подогревателем. Обозначим долю рабочего тела, отводимого в отборе, как a . Если расход пара, поступающего в турбину, обозначить D , то в подогреватель отбирается $a \cdot D$ кг/ч пара. Следовательно, до точки, в которой осуществляется отбор, в турбине работает D кг/ч пара, за точкой отбора $(1 - a) \cdot D$ кг/ч пара. Соответственно в конденсатор поступает $(1 - a) \cdot D$ кг/ч пара.

Если рассматривать КПД, то для нашего случая уравнение примет вид:

$$\eta = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_1 - h_7) - (1 - a) \cdot (h_3 - h_4)}{h_1 - h_7}, \quad (156)$$

или

$$\eta = \frac{(h_1-h_3)-a \cdot (h_2-h_3)-(1-a) \cdot (h_5-h_4)-(h_6-h_7)}{h_1-h_7}, \quad (157)$$

или

$$\eta = \frac{(h_1-h_2)-(h_6-h_7)+(1-a) \cdot ((h_2-h_3)-(h_5-h_4))}{h_1-h_7}. \quad (158)$$

Увеличение числа ступеней регенеративного подогревателя воды приводит к повышению термического КПД цикла, ибо при этом регенерация в цикле приближается к предельной. Однако каждая последующая ступень регенеративного подогрева вносит все меньший и меньший вклад в рост КПД.

Цикл Ренкина с промежуточным перегревом пара. Как уже отмечалось, если в турбине течет пар, имеющий значительную влажность, то гидродинамический режим проточной части турбины резко ухудшается и вследствие этого снижается КПД турбины. Для современных турбин допустимое значение степени сухости пара на выходе из турбины должно быть не ниже $x = 0.86$.

Одним из способов, позволяющих это реализовать, является перегрев пара. Перегрев пара приводит к увеличению термического КПД и одновременно сдвигает в $T-s$ диаграмме точку, соответствующую состоянию пара на выходе из турбины, вправо, в область более высоких степеней сухости. Конечно, можно заявить, что мы можем дальше увеличивать термический КПД за счет повышения температуры перегрева, однако надо понимать, что дальнейшее повышение температуры ограничивается свойствами конструкционных материалов; экономическая целесообразность этого мероприятия должна соотносываться также с увеличивающимися капиталовложениями на сооружение такой установки.

В соответствии с выше сказанным одним из путей снижения конечной влажности пара является так называемый промежуточный перегрев пара, сущность которого состоит в следующем: после того как поток пара совершил работу в турбине, расширившись до некоторого давления (обозначим $p_{пп}$, причем $p_{пп} > p_2$, где p_2 – это давление на входе в конденсатор), он выводится из турбины и направляется в дополнительный пароперегреватель, размещенный, например, в газоходе котла. Там температура пара повышается до величины $T_{пп}$, после чего пар вновь поступает в турбину, где расширяется до давления p_2 . Конечная влажность пара снижается.

Схема установки с промежуточным перегревом пара представлена на рисунке ниже. В случае применения промежуточного перегрева турбина выполняется в виде двухцилиндрического агрегата, состоящего по существу из двух отдельных турбин – высокого и низкого давлений. При этом обе турбины могут быть размещены на одном валу, соединенном с электрогенератором.

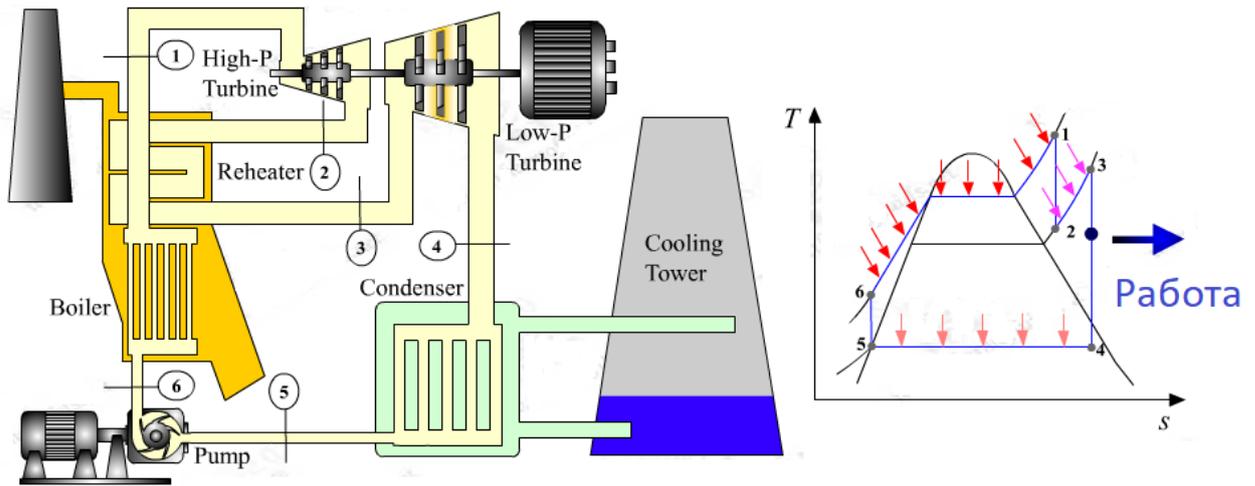


Рисунок 29 – Схема установки работающей по циклу Ренкина с перегревом пара и промежуточным дополнительным перегревом пара.

После того как к воде подвели тепло q_1 до состояния перегретого пара (точка 1), этот пар расширился не сразу до давления в конденсаторе p_2 , а до некоторого давления $p_{пп}$ (точка 2), причем эта точка лежит в области перегретого пара. Далее мы снова подводим тепло к нашему пару q_1' до некоторого состояния в точке 3, и пар вновь совершает работу до состояния точки 4.

Тогда КПД установки можно рассчитать:

$$\eta = \frac{(q_1 + q_1') - q_2}{q_1 + q_1'} = \frac{(h_1 - h_6) + (h_3 - h_2) - (h_4 - h_5)}{(h_1 - h_6) + (h_3 - h_2)}. \quad (159)$$

Если раскрыть скобки и перегруппировать получим:

$$\eta = \frac{(h_1 - h_2) + (h_3 - h_4) - (h_6 - h_5)}{(h_1 - h_6) + (h_3 - h_2)}. \quad (160)$$

Также следует обратить ваше внимание на то, что обычно после первичного расширения пара в турбине, вторичный перегрев совершают таким образом, чтобы нагреть пар до первоначальной температуры. Промежуточный перегрев пара, который в свое время вошел в энергетику главным образом как средство борьбы с высокой влажностью пара в последних ступенях турбины, является средством повышения термического КПД цикла. В современных паросиловых установках обычно применяется не только однократный, но и двухкратный промежуточный перегрев пара.

Задачи (n – номер варианта):

4.1. Определить конечное давление, степень сухости и количество отведенной теплоты, если в закрытом сосуде объемом 3 м^3 сухой насыщенный водяной пар охлаждается от начальной температуры $t_1 = 210 \text{ }^\circ\text{C}$ до конечной $t_2 = (60 + n) \text{ }^\circ\text{C}$.

4.2. Водяной пар при давлении $p_1 = 25 \text{ бар}$ и степени сухости $x = 0.85 + 0.001n$ нагревается при постоянном давлении до $(300 + 5n) \text{ }^\circ\text{C}$. Определить

теплоту процесса, работу расширения и изменение внутренней энергии (в расчете на 1 кг пара). Изобразить процесс в диаграммах $h - s$ и $p - v$.

4.3. Определить количество теплоты, сообщаемое пару, изменение внутренней энергии и работу расширения, если пар с температурой $t = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ расширяется по изотерме от давления $p_1 = 50$ бар до $p_2 = (1 + 0.5n)$ бар. Задачу решить для 1 кг пара. Изобразить процесс в диаграммах $h - s$ и $T - s$.

4.4. Влажный насыщенный водяной пар с параметрами $p_1 = 0.1n$ МПа и $x_1 = 0.8$ нагревается при постоянном давлении до состояния сухого насыщенного пара. Определить количество теплоты и другие характеристики процесса в расчете на 1 кг пара.

4.5. Перегретый пар при давлении $p_1 = (20 + 2n)$ бар и температуре $t_1 = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ расширяется по адиабате до $p_2 = 0.1$ бар. Определить конечное состояние пара, изменение внутренней энергии, работу расширения и техническую работу.

4.6. Определить термический КПД цикла Ренкина с учетом работы питательного насоса по заданным $p_1 = 5 + n$ МПа, $t_1 = 370 + 20n \text{ }^\circ\text{C}$ и $p_2 = 5$ кПа.

4.7. Определить термический КПД цикла Ренкина с учетом работы питательного насоса, если параметры пара на входе в турбину: $p_1 = (20 + 6n)$ бар и $t_1 = 400 \text{ }^\circ\text{C}$. Давление пара на выходе из турбины $p_2 = 0.05$ бар.

4.8. В паротурбинной установке с начальными параметрами пара $p_1 = 14$ МПа, $t_1 = 550 \text{ }^\circ\text{C}$ и давлением в конденсаторе $p_2 = 5$ кПа был введен промежуточный перегрев пара при давлении $p_{\text{пп}} = 1$ МПа до температуры $t_{\text{пп}} = (380 + 10n) \text{ }^\circ\text{C}$. Найти КПД цикла с промежуточным перегревом и сравнить его с КПД цикла Ренкина до введения промежуточного перегрева пара.

4.9. Найти термический КПД цикла Ренкина, если начальные параметры пара $p_1 = 10$ МПа, $t_1 = 500 \text{ }^\circ\text{C}$. Давление в конденсаторе $p_2 = 0.05$ бар. Определить, насколько уменьшится КПД, если на входе в турбину пар дросселируется до давления $p'_1 = (9.0 - 0.08n)$ МПа.

4.10. Заводская ТЭЦ работает по схеме Р-установки, на ней работают две паровые турбины с противодавлением мощностью $(4000 + 10n)$ кВт каждая. Весь пар из турбин направляется на производство, откуда он возвращается обратно в котельную в виде конденсата при температуре насыщения. Турбины работают с полной нагрузкой, потери конденсата на производство отсутствуют. Параметры пара: на входе в турбины – $p_1 = 3.5$ МПа, $t_1 = 435 \text{ }^\circ\text{C}$; на выходе из турбин – $p_2 = 0.12$ МПа. Принимая, что установка работает по циклу Ренкина, определить часовой расход топлива, если КПД котельной ($\eta_{\text{ку}}$) равен 0.84, а теплота сгорания топлива $Q_{\text{н}}^{\text{п}} = (28470 + 10n)$ кДж/кг. Определить также количество теплоты, потребляемой на производстве, $Q_{\text{пр}}$.

4.11. Паросиловая установка работает при начальных параметрах $p_1 = 9$ МПа и $t_1 = (450 + 10n) \text{ }^\circ\text{C}$. Конечное давление $p_{\text{к}} = 0.006$ МПа. При $p_2 = 2.4$ МПа введен вторичный перегрев до $440 \text{ }^\circ\text{C}$. Определить термический КПД

цикла с вторичным перегревом и влияние вторичного перегрева на термический КПД.

4.12. Паровая турбина электростанции работает при параметрах пара: $p_1 = 3.5$ МПа; $t_1 = 435$ °С; $p_2 = 0.004$ МПа. Для подогрева питательной воды из турбины собирается пар при $p_{отб} = (120 + 10n)$ кПа. Регенеративный подогреватель смешивающего типа, конденсат в нем подогревается до температуры насыщения, соответствующей давлению в отборе. Определить термический КПД установки, теоретический удельный расход пара, а также повышение термического КПД в сравнении с установкой тех же параметров, но работающей по циклу Ренкина без регенеративного подогрева питательной воды. Показать процесс расширения в диаграмме $h - s$.

4.13. Турбина мощностью 24 МВт работает при параметрах пара: $p_1 = 2.6$ МПа, $t_1 = 420$ °С, $p_k = 0.004$ МПа. Для подогрева питательной воды из турбины отбирается пар при $p_2 = 0.1 + 0.01n$ МПа. Регенеративный подогреватель смешивающего типа, конденсат в нем подогревается до температуры насыщения, соответствующей давлению в отборе. Определить термический КПД установки, теоретический удельный расход пара, а также повышение термического КПД в сравнении с установкой тех же параметров, но работающей по циклу Ренкина без регенеративного подогрева питательной воды.

4.14. Из паровой турбины мощностью $N = 25 + n$ МВт, работающей при $p_0 = 9 + 0.1n$ МПа, $t_1 = 480$ °С, $p_k = 4$ кПа, производится два регенеративных отбора: один при давлении $p_1 = 1$ МПа и другой при $p_2 = 0.12$ МПа. Определить термический КПД установки, улучшение термического КПД по сравнению с циклом Ренкина и часовой расход пара через каждый отбор.

4.15. Турбогенератор работает при параметрах пара $p_0 = 12$ МПа, $t_1 = 500 + 5n$ °С, $p_k = 3.5$ кПа, производится два регенеративных отбора: один при давлении $p_1 = 3 + 0.2n$ МПа и другой при $p_2 = 1.1$ МПа. Определить термический КПД установки при использовании регенерации и сравнить его с циклом без регенерации.

5 Теплопроводность

Температурное поле – это совокупность значений температуры во всех точках тела (группы тел) в произвольный момент времени. Температура характеризует тепловое состояние тела и определяет степень его нагретости. Так как тепловое состояние отдельных частей тела в процессе теплопроводности различно, то в общем случае температура является функцией координат x, y, z и времени.

Если температура тела изменяется, поле называется неустановившимся (нестационарным), а если не меняется – установившимся (стационарным). Температура может быть функцией одной, двух и трех координат. Соответственно этому и температурное поле называется одно-, двух- и трехмерным. Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля

Градиент температуры. При любом температурном поле в теле всегда имеются точки с одинаковой температурой. Геометрическое место таких точек образует *изотермическую поверхность*. Так как в одной и той же точке пространства одновременно не может быть двух различных температур, то изотермические поверхности друг с другом не пересекаются; все они или замыкаются сами на себя, или оканчиваются на границах тела. Следовательно, изменение температуры в теле наблюдается лишь в направлениях, пересекающих изотермические поверхности. При этом наиболее резкое изменение температуры получается в направлении нормали к изотермической поверхности. Скорость изменения температуры ΔT по нормали Δn изотермической поверхности называется градиентом температуры обозначается одним из следующих символов:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta n} = \frac{\partial T}{\partial n} = \text{grad} T.$$

Температурный градиент является вектором, направленным по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры, его размерность К/м.

Тепловой поток. Еще в конце XVII века английский физик И. Ньютон обнаружил простую закономерность: мощность теплообмена между двумя телами тем больше, чем сильнее отличаются их температуры. Другими словами, чем больше разница температур тел, участвующих в теплообмене, тем с большей скоростью он протекает (то есть в единицу времени передается больше теплоты).

У этой общей закономерности есть простой частный случай: если температуры тел не отличаются, то мощность теплообмена будет равна нулю. Другими словами, если тела имеют равные температуры, то теплообмена не будет вообще. Например, если в воду с температурой 0°C бросить кусок льда такой же температуры, то передача теплоты между ними происходить не будет: ни лед не начнет таять, ни вода не станет замерзать вокруг льда.

Тепло самопроизвольно переносится только в сторону убывания температуры. Количество тепла, переносимое через какую-либо поверхность в единицу времени, называется тепловым потоком Q , Вт.

Плотность теплового потока, или удельный тепловой поток. Плотность теплового потока q , Вт/м² – это тепловой поток, отнесенный к единице поверхности. $Q = q \cdot F$. В некоторых случаях удобнее использовать тепловой поток, отнесенный к единице длины (например, при расчете трубопровода к единице его длины), который называется линейная плотность теплового потока q_l , Вт/м. $Q = q_l \cdot l$.

Если в твердом теле, неподвижной жидкости или газе температура в различных точках неодинакова, то, как показывает опыт, тепло самопроизвольно переносится от участков тела с более высокой температурой к участкам с более низкой температурой. Такой процесс называется теплопроводностью. Внутренний механизм явления теплопроводности объясняется на основе молекулярно-кинетических представлений; перенос энергии при этом осуществляется вследствие теплового движения и энергетического взаимодействия между микрочастицами (молекулами, атомами, электронами), из которых состоит данное тело.

Закон Фурье. Изучая процесс теплопроводности в твердых телах, Фурье экспериментально установил, что количество теплоты, проходящее в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности, пропорционально градиенту температуры.

$$q = -\lambda \cdot \text{grad}T = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n}$$

Опытным путем установлено, что коэффициент пропорциональности λ в уравнении есть физический параметр вещества. Он характеризует способность вещества проводить теплоту и называется *коэффициентом теплопроводности*, Вт/(мК). Величина коэффициента теплопроводности представляет собой количество тепла, которое проходит в единицу времени через один квадратный метр изотермической поверхности при температурном градиенте, равном единице.

Для различных веществ коэффициент теплопроводности λ различен и в общем случае зависит от структуры, плотности, влажности, давления и температуры. Все вместе взятое сильно затрудняет выбор правильного значения коэффициента теплопроводности. Поэтому при ответственных расчетах значение коэффициента теплопроводности следует определять путем специального изучения применяемого материала. В технических же расчетах значения коэффициента теплопроводности обычно принимаются по справочным таблицам.

Материал	λ , Вт/м·К
Алмаз	1001-2600
Алюминий	236

Вода	0.60
Воздух	0.02
Дерево	0,15
Золото	320
Кирпич	0.84
Кирпич строительный	0,2 – 0,7
Медь	390
Минеральная вата	0,045
Серебро	430
Сталь	45
Стекло	1

Коэффициент теплопроводности вакуума строго равен нулю. Это связано с отсутствием в вакууме материальных частиц, способных переносить тепло. Тепло в вакууме передаётся только излучением. Поэтому для уменьшения теплотерь стенки термоса делают двойными, серебрят (такая поверхность хуже излучает и лучше отражает), а воздух между ними откачивают.

Дифференциальное уравнение теплопроводности твердого тела при постоянных теплофизических свойствах. В основу вывода дифференциального уравнения теплопроводности положен закон сохранения энергии и закон Фурье.

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 T + \frac{q_v}{c \cdot \rho},$$

где T – температурное поле, К; ∇^2 – оператор Лапласа; τ – время, с;
 a – Коэффициент температуропроводности вещества, м²/с;

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c}.$$

где c – удельная массовая теплоемкость вещества, Дж/кг К; ρ – плотность вещества, кг/м³; q_v – мощность внутреннего источника тепла, Вт/м³.

Коэффициент температуропроводности вещества является физическим параметром вещества. Он существенен для нестационарных тепловых процессов и характеризует скорость изменения температуры. Коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела. Скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности.

Мощность внутренних источников теплоты – это количество теплоты, выделяемое внутренними источниками в единице объема среды в единицу времени.

Выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности в декартовой системе координат удобно использовать в тех случаях, когда тело имеет форму параллелепипеда, бруса прямоугольного сечения или неограниченной пластины.

Для тел цилиндрической формы выражение оператора Лапласа принимает вид:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

где r – радиус вектор; ϕ – полярный угол.

Выражение оператор Лапласа в сферической системе координат:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \mu^2} \left[(1 - \mu^2) \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} \right] + \frac{1}{r^2(1-\mu^2)} \frac{\partial^2}{\partial \psi^2},$$

где r – радиус вектор; $\mu = \cos \theta$,

θ и ψ – соответственно полярное расстояние и долгота.

Частные случаи дифференциального уравнения теплопроводности.

Если система тел не содержит внутренних источников теплоты, тогда дифференциальное уравнение теплопроводности принимает форму уравнения Фурье:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 T.$$

Если имеются внутренние источники теплоты, но температурное поле соответствует стационарному состоянию, то дифференциальное уравнение теплопроводности превращается в уравнение Пуассона:

$$a \cdot \nabla^2 T + \frac{q_v}{c \cdot \rho} = 0.$$

Наконец, при стационарной теплопроводности и отсутствии внутренних источников теплоты выражение принимает вид уравнения Лапласа:

$$\nabla^2 t = 0.$$

Условия однозначности для процессов теплопроводность.

Дифференциальное уравнение теплопроводности описывает целый класс явлений теплопроводности. Чтобы из бесчисленного количества выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математическое описание, к дифференциальному уравнению необходимо присоединить математическое описание всех частных особенностей рассматриваемого процесса. Эти частные особенности называются условиями однозначности или краевыми условиями. Условия однозначности включают геометрические, физические, граничные и начальные.

Геометрическими условиями задаются форма и линейные размеры тела.

Физическими условиями задаются физические параметры тела, и может быть задан закон распределения внутренних источников теплоты.

Начальные условия необходимы при рассмотрении не стационарных процессов. В общем случае они записываются следующим образом:

$$\text{при } \tau = 0 \quad t = t_0.$$

Граничные условия задаются следующими способами.

Граничные условия первого рода. Задаётся распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени:

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

где t_c – температура на поверхности тела (в большинстве случаев температура задается постоянной $t_c = \text{const}$); x, y, z – координаты поверхности тела.

Граничные условия второго рода. Задаются значения теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени:

$$q = q_n = f(x, y, z, \tau),$$

где q_n – плотность теплового потока на поверхности тела (по закону Фурье при максимальной температуре по определению экстремума $dT/dn = q_n = 0$); x, y, z – координаты поверхности тела.

Граничные условия третьего рода. Задаются температура окружающей среды и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Граничное условие третьего рода характеризует закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. Закон носит название Ньютона-Рихмана.

Согласно **закону Ньютона-Рихмана** количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела t_c и окружающей среды $t_{ж}$:

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right) = \alpha (t_c - t_{ж}),$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² К).

Коэффициент теплоотдачи характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу. Коэффициент теплоотдачи зависит от большого числа факторов. Однако во многих случаях коэффициент теплоотдачи можно считать

неизменным, поэтому в дальнейшем при решении задач теплопроводности будем принимать его постоянным.

Граничные условия четвертого рода. Характеризуют условия теплообмена между телами по закону теплопроводности, у которых температуры соприкасающихся поверхностей одинаковы. Имеет место равенство тепловых потоков, проходящих через поверхность соприкосновения:

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right) = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right).$$

Дифференциальное уравнение совместно с условиями однозначности дают полную математическую формулировку конкретной поставленной задачи. Поставленная задача решается аналитическим, численным или экспериментальным методом.

Теплопроводность при стационарном режиме без внутренних источников теплоты.

Передача теплоты через плоскую стенку. Плотность теплового потока, обусловленная теплопроводностью через твердую стенку, определяется уравнением Фурье:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{c1} - t_{c2}).$$

Тот же тепловой поток передается от поверхности стенки к жидкости за счет теплоотдачи, и описывается уравнением Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha (t_c - t_{ж}).$$

Пусть плоская и однородная стенка имеет толщину δ . На одной поверхности стенки заданы граничные условия первого рода в виде $t = t_{c1}$ (при $x = 0$); на другой поверхности заданы коэффициент теплоотдачи α_2 и температура окружающей среды $t_{ж2}$, т. е. граничные условия третьего рода. Внутренние источники в стенке отсутствуют ($q_v = 0$).

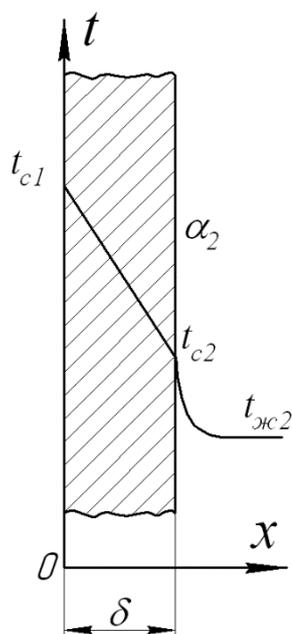


Рисунок 30 – Плоская стенка.

Задача сводится к нахождению плотности теплового потока от горячей стенки к холодной жидкости q , и температуры на поверхности стенки t_{c2} .

Систему уравнений можно записать в виде:

$$q \frac{\delta}{\lambda} = (t_{c1} - t_{c2});$$

$$q \frac{1}{\alpha_2} = (t_{c2} - t_{ж2}).$$

Сложив равенства почленно, получаем:

$$q \left(\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right) = t_{c1} - t_{ж2}.$$

Отсюда плотность теплового потока

$$q = \frac{t_{c1} - t_{ж2}}{\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Обозначим:

$$k = \frac{1}{\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Тогда запишем:

$$q = k(t_{ж1} - t_{ж2}).$$

Величина k называется **коэффициентом теплопередачи** и измеряется в Вт/(м²К). Она характеризует интенсивность передачи теплоты. Линейный

коэффициент численно равен количеству теплоты, которое проходит через стенку площадью 1 м^2 в единицу времени от одной среды к другой при разности температур между ними 1 К .

Величина R , $(\text{м}^2 \text{ К})/\text{Вт}$, называется полным термическим сопротивлением. Она равна:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = R_\lambda + R_\alpha.$$

Полное термическое сопротивление складывается из частных термических сопротивлений, причем $\frac{\delta}{\lambda} = R_\lambda$ – термическое сопротивление теплопроводности стенки; $\frac{1}{\alpha_2} = R_\alpha$ – термическое сопротивление теплопередачи от поверхности стенки к жидкости.

Тепловой поток Q , через поверхность F твердой стенки равен:

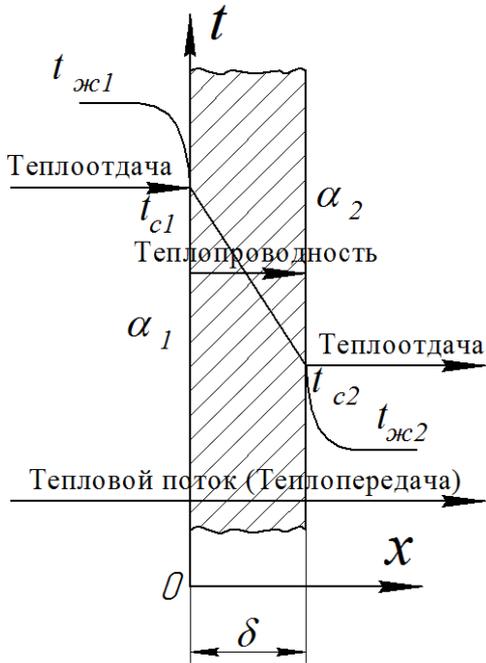
$$Q = q F.$$

Температуру поверхности стенки можно найти из уравнения Ньютона-Рихмана:

$$t_{c2} = t_{ж2} + q \frac{1}{\alpha_2}.$$

Расчет плоских стенок применяется для нахождения тепловых потерь зданий и обмуровки промышленных печей.

Однородная плоская стенка с граничными условиями третьего рода с обеих сторон.



Плотность теплового потока в процессе теплоотдачи $q = \alpha_1(t_{жс1} - t_{c1})$

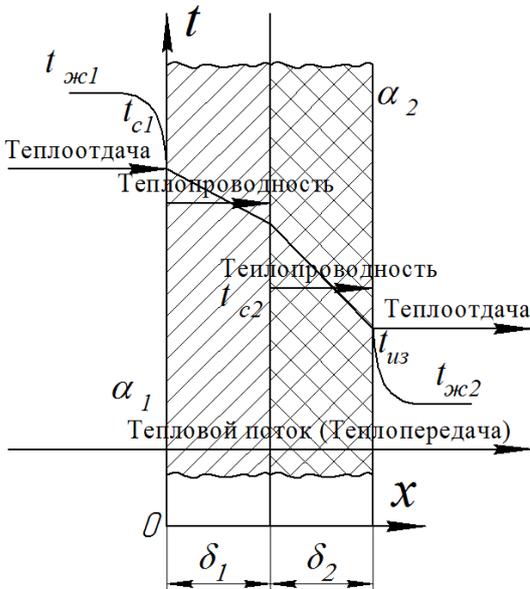
Плотность теплового потока в процессе теплопроводности $q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2})$

Плотность теплового потока в процессе теплоотдачи $q \frac{1}{\alpha_2} = (t_{c2} - t_{жс2})$

Плотность теплового потока в процессе теплопередачи

$$q = \frac{t_{жс1} - t_{жс2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

Двухслойная однородная плоская стенка с граничными условиями третьего рода с обеих сторон.



Процесс теплоотдачи $q = \alpha_1(t_{жс1} - t_{c1})$

Процесс теплопроводности $q = \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_{c1} - t_{c2})$

Процесс теплопроводности $q = \frac{\lambda_2}{\delta_2}(t_{c2} - t_{из})$

Процесс теплоотдачи $q = \alpha_2(t_{из} - t_{жс2})$

Плотность теплового потока в процессе теплопередачи

$$q = \frac{t_{жс1} - t_{жс2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}}$$

Передача теплоты через цилиндрическую стенку. Рассмотрим однородную цилиндрическую стенку (трубу) с постоянным коэффициентом теплопроводности. Заданы постоянные температуры подвижных сред $t_{ж1}$ и $t_{ж2}$ и постоянные значения коэффициентов теплоотдачи на внутренней и наружной поверхностях трубы α_1 и α_2 .

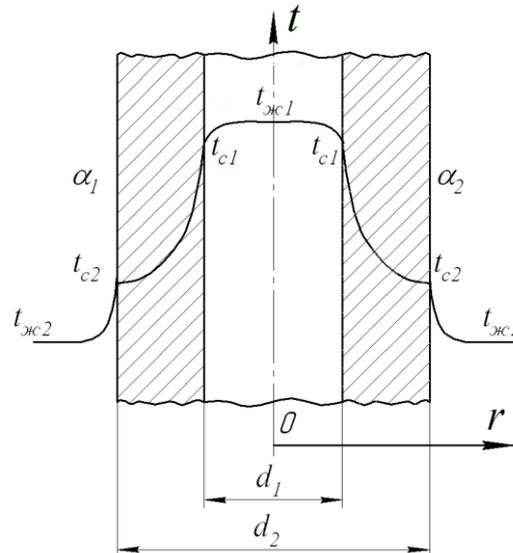


Рисунок 31 – Цилиндрическая стенка.

Необходимо найти линейную плотность теплового потока q_l и температуры на поверхности стенки t_c . Длина трубы велика по сравнению с толщиной стенки. Тогда потерями теплоты с торцов трубы можно пренебречь. При установившемся тепловом режиме количество теплоты, отдаваемое от горячей жидкости к холодной через стенку, будет постоянно.

Плотность теплового потока от горячей жидкости к стенке определяется уравнением:

$$q_l = \pi \alpha_1 d_1 (t_{ж1} - t_{c1}).$$

При стационарном тепловом режиме та же плотность теплового потока, обусловленная теплопроводностью через твердую стенку,

$$q_l = \frac{(t_{c1} - t_{c2}) \pi}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}.$$

Тот же тепловой поток передается от второй поверхности стенки к холодной жидкости за счет теплоотдачи:

$$q_l = \pi \alpha_2 d_2 (t_{c2} - t_{ж2}).$$

Уравнения можно записать в виде

$$t_{ж1} - t_{c1} = \frac{q_l}{\pi \alpha_1 d_1};$$

$$t_{c1} - t_{c2} = \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1};$$

$$t_{c2} - t_{ж2} = \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_2}.$$

Складывая уравнения, входящие в систему, получаем температурный напор:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right).$$

Отсюда следует:

$$q_l = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}.$$

Обозначим:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}.$$

Тогда запишем:

$$q_l = \pi k_l (t_{ж1} - t_{ж2}).$$

Величина k_l называется линейным коэффициентом теплопередачи и измеряется в Вт/(мК). Она характеризует интенсивность передачи теплоты от одной среды к другой через разделяющую их стенку. Линейный коэффициент численно равен количеству теплоты, которое проходит через стенку трубы длиной 1 м в единицу времени от одной среды к другой при разности температур между ними 1 К.

Величина R_l , (м К)/Вт, обратная линейному коэффициенту теплоотдачи, называется линейным термическим сопротивлением теплопередачи. Она равна:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} = R_{l\alpha_1} + R_{l\lambda} + R_{l\alpha_2},$$

где $\frac{1}{\alpha_1 d_1}$ и $\frac{1}{\alpha_2 d_2}$ – термическое сопротивление теплоотдачи на соответствующих поверхностях, обозначим их соответственно $R_{l\alpha_1}$ и $R_{l\alpha_2}$; $\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$ – термическое сопротивление теплопроводности стенки, обозначим его через $R_{l\lambda}$.

Отметим, что линейные термические сопротивления теплоотдачи для трубы определяются не только коэффициентами теплоотдачи, но и соответствующими диаметрами.

При передаче теплоты через многослойную стенку учитывается сопротивление всех слоев:

$$t_{ж1} - t_{c1} = \frac{q_l}{\pi \alpha_1 d_1};$$

$$t_{c1} - t_{c2} = \frac{q_l}{\pi 2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1};$$

.....

.....

$$t_{c1} - t_{c(n+1)} = \frac{q_l}{\pi 2\lambda_2} \ln \frac{d_{n+1}}{d_1};$$

$$t_{c(n+1)} - t_{ж2} = \frac{q_l}{\pi \alpha_2 d_{n+1}}.$$

После сложения равенств и решения относительно линейной плотности теплового потока, получим:

$$q_l = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}},$$

или

$$q_l = \pi k_l (t_{ж1} - t_{ж2}).$$

Величина

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+2}} = R_{l\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} R_{l\lambda_i} + R_{l\alpha_2}.$$

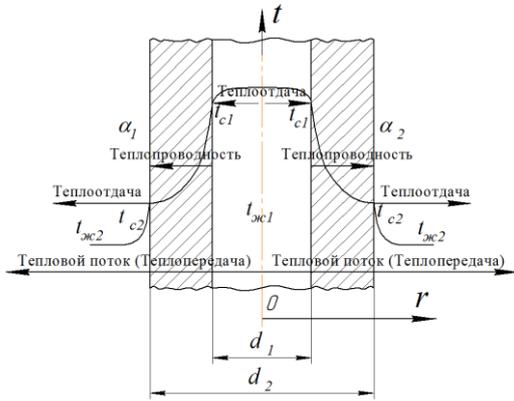
Называется полным термическим сопротивлением многослойной стенки и измеряется в (м К)/Вт.

Расчет многослойной стенки часто применяется для нахождения тепловых потерь трубопроводов.



Рисунок 32 – Трубопроводы отопления с изоляцией, канальная прокладка.

Однородная цилиндрическая стенка с граничными условиями третьего рода с обеих сторон.



Линейная плотность теплового потока в процессе теплоотдачи $q_l = \pi \alpha_1 d_1 (t_{ж1} - t_{c1})$

Линейная плотность теплового потока в процессе теплопроводности $q_l = \frac{(t_{c1} - t_{c2})\pi}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}$

Линейная плотность теплового потока в процессе теплоотдачи $q_l = \pi \alpha_2 d_2 (t_{c2} - t_{ж2})$

Линейная плотность теплового потока в процессе теплопередачи

$$q_l = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}$$

Передача теплоты через шаровую стенку. Пусть имеется полый шар с радиусами r_1 и r_2 , постоянным коэффициентом теплопроводности λ и с заданными равномерно распределенными температурами поверхностей t_{c1} и t_{c2} . Величины $t_{ж1}, t_{ж2}, \alpha_1$ и α_2 предполагаются постоянными во времени.

Так как процесс стационарный и полный тепловой поток Q , Вт, будет постоянным для всех изотермических поверхностей, то можно записать:

$$Q = \pi \alpha_1 d_1^2 (t_{ж1} - t_{c1});$$

$$Q = \frac{2\pi\lambda(t_{c1} - t_{c2})}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}};$$

$$Q = \pi \alpha_2 d_2^2 (t_{c2} - t_{ж2}).$$

Из этих уравнений следует, что

$$Q = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}} = \pi k_{ш} \Delta t.$$

Величина

$$k_{ш} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}}$$

называется коэффициентом теплопередачи шаровой стенки и измеряется в Вт/К.

Обратная величина

$$R_{ш} = \frac{1}{k_{ш}} = \frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2},$$

называется термическим сопротивлением теплопередачи шаровой стенки и измеряется в К/Вт.

Критический диаметр. Рассмотрим влияние изменения наружного диаметра на термическое сопротивление однородной цилиндрической стенки. Термическое сопротивление однородной цилиндрической стенки, на которую наложена изоляция, равно

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}.$$

При постоянных значениях α_1 , λ , $\lambda_{из}$, α_2 , d_1 , d_2 полное термическое сопротивление теплопередачи цилиндрической стенки будет зависеть от внешнего диаметра.

Термическое сопротивление теплопроводности $R_{cl} = \frac{1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_3}{d_2}$ с увеличением d_3 будет возрастать, так как идет увеличение толщины стенки. Термическое сопротивление теплоотдачи $R_{2l} = \frac{1}{\alpha_2 d_3}$ будет уменьшаться, в связи с увеличением наружной поверхности. Полное термическое сопротивление складывается из термического сопротивления теплоотдачи и теплопроводности, и, следовательно, зависит от характера их изменения.

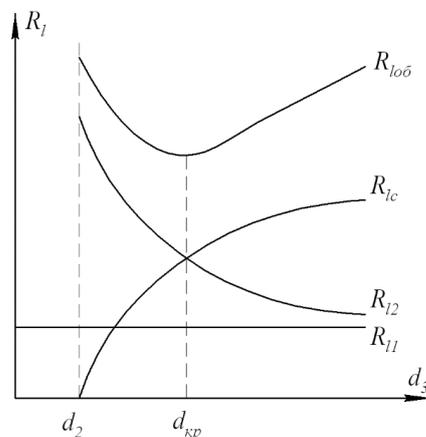


Рисунок 33 – Зависимость термического сопротивления цилиндрической стенки с изоляцией от d_3 .

Полное термическое сопротивление имеет минимальное значение, для этого вычислим производную:

$$\frac{d(R_l)}{d(d_3)} = \frac{1}{2\lambda_{из}d_3} - \frac{1}{\alpha_2 d_3^2} = 0.$$

Значение внешнего диаметра трубы, соответствующее минимальному полному термическому сопротивлению теплопередачи, называется критическим диаметром:

$$d_{кр} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}.$$

При выборе тепловой изоляции для покрытия различных цилиндрических аппаратов и трубопроводов, прежде всего, нужно рассчитать критический диаметр.

Если $d_{кр} > d_2$, то применение выбранного материала в качестве тепловой изоляции не целесообразно, так как при увеличении диаметра изоляции до $d_{кр}$ уменьшается термическое сопротивление, и происходит увеличение тепловых потерь вместо их уменьшения. В данной ситуации для обеспечения целесообразности изоляции необходимо изменить материал изоляции на материал с меньшим коэффициентом теплопроводности $\lambda_{из} \leq \frac{d_2 \cdot \alpha_2}{2}$, что приведет к уменьшению критического диаметра, или увеличить диаметр трубы до критического диаметра $d_{кр} \leq d_2$.

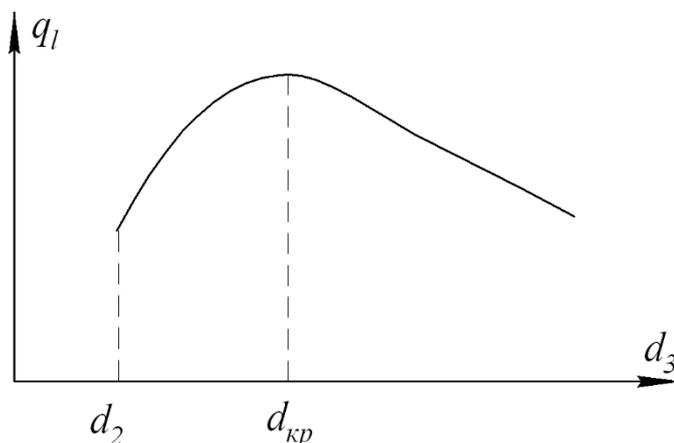


Рисунок 34 – Зависимость тепловых потерь от толщины изоляции.

Например: если на трубу диаметром d наложить изоляцию $\delta = d/2$, то увеличение теплотерь на поверхности при постоянных условиях теплообмена вырастет в 2 раза, т.к. площадь теплообмена с окружающей средой также увеличится в 2 раза. Увеличение же внутреннего термического сопротивления не окажет большого влияния на теплотери, лишь слегка уменьшив их. В данном случае очевидно нецелесообразность наложения изоляции, т.к. потери тепла в окружающую среду увеличатся.

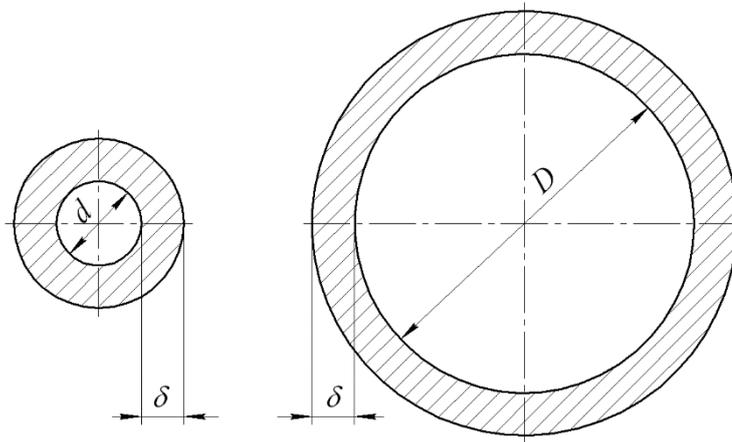


Рисунок 35 – Примеры наложения изоляций

Если мы будем накладывать ту же изоляцию, но на трубу с большим диаметром $D \gg d$, мы получим обратный эффект, увеличение площади теплообмена будет не значительным, и величина внутреннего термического сопротивления уже будет сильно снижать теплотери. В этом случае наложения изоляции будет оправданным, а теплотери уменьшаться.

Здесь рассмотрен критический диаметр применительно к цилиндру, очевидно, что аналогичный эффект будет наблюдаться и для других тел с иной геометрией, у которых внутренняя и внешняя поверхности различны (шар, треугольная призма ит.д.).

Теплопередача через ребристую стенку. Так как термические сопротивления теплоотдачи определяются не только коэффициентами теплоотдачи, но и размерами самих поверхностей $R = \frac{1}{\alpha F}$, для увеличения теплового потока через стенку используют оребрение. Оребрение применяют со стороны большего термического сопротивления (меньшего коэффициента теплоотдачи). Оребрение наиболее эффективно, если термическое сопротивление теплоотдачи со стороны оребрения уменьшится до максимального сопротивления из оставшихся термических сопротивлений.

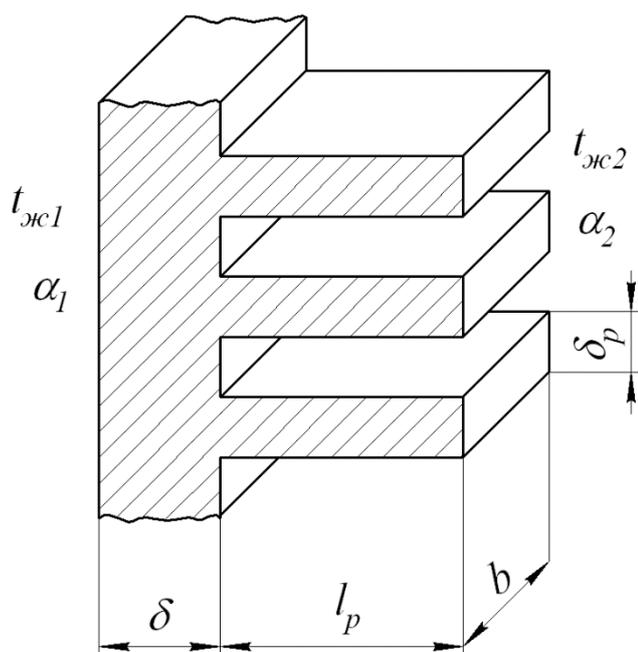


Рисунок 36 – Ребристая стенка.

Необходимо найти тепловой поток через плоскую ребристую стенку. Для этого запишем систему уравнений:

$$Q = \alpha_1(t_{ж1} - t_{c1})F,$$

$$Q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2})F,$$

$$Q = \alpha_2(t_{c2} - t_{ж2})F_{эф}.$$

Здесь $F_{эф}$ – эффективная площадь оребрения, которая складывается из площади стенки без учета ребер и площади ребер с учетом их эффективности:

$$F_{эф} = F_c + E \cdot F_p.$$

Величина E называется коэффициентом эффективности оребрения и находится:

для плоского ребра

$$E = \frac{th\left(\frac{l_p \cdot \sqrt{2Bi}}{\delta_p}\right)}{\frac{l_p \cdot \sqrt{2Bi}}{\delta_p}},$$

Безразмерная величина Bi , называемая числом Био. Число Био представляет собой отношение внутреннего термического сопротивления теплопроводности к внешнему термическому сопротивлению теплоотдачи:

$$Bi = \frac{\delta_p}{\frac{\lambda}{\alpha_2}}.$$

для круглого ребра

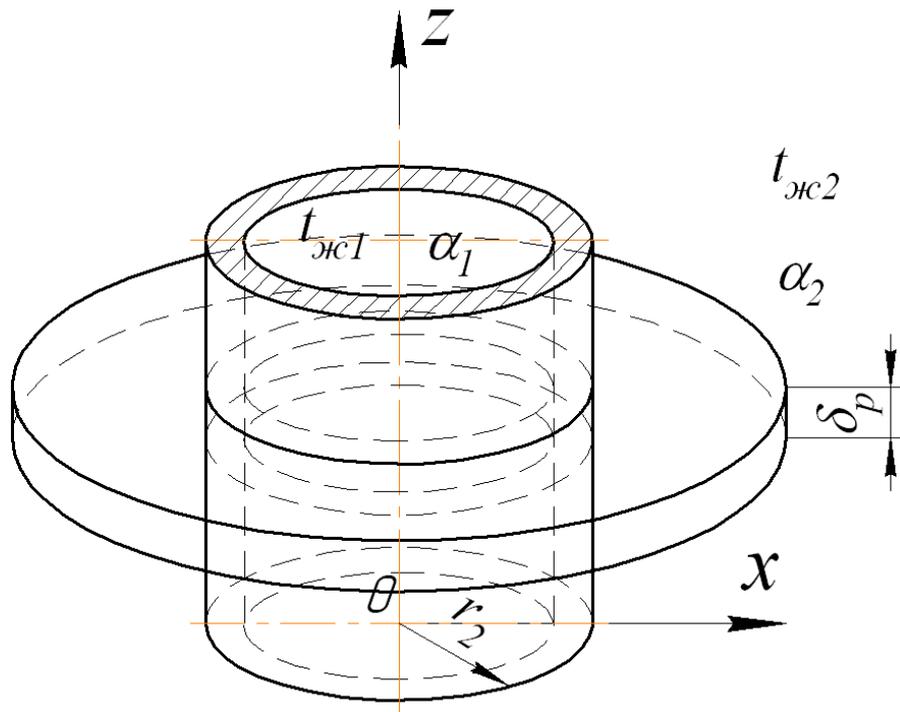


Рисунок 37 – Ребристая стенка с поперечными ребрами.

$$E \cdot F_p = 2\pi r_2 \delta_p m \frac{I_1(mr_p)K_1(mr_2) - I_2(mr_2)K_1(mr_p)}{I_0(mr_2)K_0(mr_p) + I_0(mr_p)K_0(mr_2)}$$

$m = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda\delta_p}}$ – константа,

I_0, I_1, K_0, K_1 – функции Бесселя,

r_2 – внешний радиус трубопровода, м,

$r_{ребра}$ – радиус ребра, м,

F_{p1} – площадь одного ребра, м².

для треугольного ребра

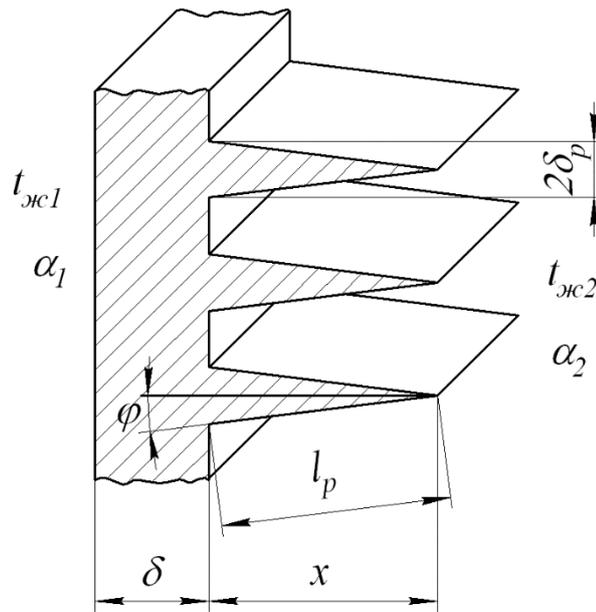


Рисунок 38 – Ребристая стенка с треугольными ребрами.

$$E \cdot F_p = \frac{\delta_p l_p}{\sqrt{\frac{\alpha_2 x \sin(\varphi)}{\lambda}} \sin(\varphi) I_0 \left(2 \sqrt{\frac{\alpha_2 x \sin(\varphi)}{\lambda}} \right)} I_1 \left(2 \sqrt{\frac{\alpha_2 x \sin(\varphi)}{\lambda}} \right)$$

l_p – расстояние от вершины до основания по поверхности ребра, м,

x – высота ребра, м,

φ – угол между осью ребра и его поверхностью.

Коэффициент эффективности оребрения - это отношение количества тепла, отдаваемое реальным ребром к количеству тепла, отдаваемому идеальным ребром.

Вместе с уменьшением термического сопротивления теплоотдачи появляется также внутреннее термическое сопротивление теплопроводности (в связи с увеличением толщины стенки). *Идеальным ребром* называется такое ребро, у которого внутреннее термическое сопротивление теплопроводности отсутствует (равно нулю). Поэтому следует использовать ребра, выполненные из материала с высокой теплопроводностью (например, алюминий или медь).

Оребрение применяется для повышения эффективности работы теплообменных аппаратов при разных условиях теплообмена.



Алюминиевый радиатор для охлаждения радиодеталей.



Радиаторы для обогрева помещений.



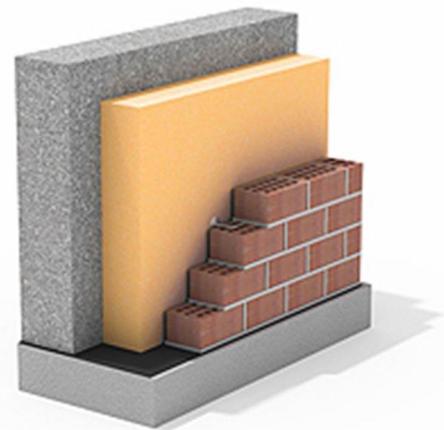
Труба с продольными ребрами



Спирально-ребренные трубы

Задание 5.1

Определить потери теплоты с каждого погонного метра стены толщиной δ , трубопровода или шара, внутренним диаметром d_1 и наружным d_2 , и температуры их поверхностей. Коэффициент теплопроводности материала λ . Коэффициент теплоотдачи от жидкости к внутренней поверхности α_1 , к наружной поверхности α_2 , температура жидкости внутри $t_{ж1}$, снаружи $t_{ж2}$.



Решить задачу для двух случаев:

- а) образец не изолирован;
- б) на образец наложена тепловая изоляция толщиной $\delta_{из.}$ с коэффициентом теплопроводности $\lambda_{из.}$.

Оценить эффективность тепловой изоляции.

Предпол. цифра	Форма образца	δ , мм	d_1 , мм	d_2 , мм	λ , Вт/мК	α_1 , Вт/м ² К	$t_{ж1}$, °С
1	Пластина	10	-	-	10	10	-30
2	Пластина	20	-	-	45	100	2
3	Пластина	50	-	-	200	1000	18
4	Трубопровод	-	10	12	200	10000	-20
5	Трубопровод	-	25	28	45	1000	20
6	Трубопровод	-	50	55	10	100	70
7	Трубопровод	-	100	108	45	10	120
8	Шар	-	10	12	45	100	-10
9	Шар	-	25	28	200	1000	125
0	Шар	-	50	55	45	10000	200

Посл. цифра	$\delta_{из.}$, мм	$\lambda_{из.}$, Вт/мК	α_2 , Вт/м ² К	$t_{ж2}$, °С
1	5	10	10	-1
2	10	5	25	-15
3	15	2	50	-40
4	20	1	100	-25
5	5	0,5	250	0
6	10	0,2	500	25
7	15	0,1	1000	50
8	5	0,05	2500	75
9	10	0,02	5000	100
0	15	0,01	10000	150

Задание 5.2

Определить потери теплоты с каждого погонного метра оребренной стены толщиной δ , трубопровода, внутренним диаметром d_1 и наружным d_2 , и температуры на конце ребер. Коэффициент теплопроводности материала λ . Коэффициент теплоотдачи от жидкости к внутренней поверхности α_1 , к наружной поверхности α_2 , температура жидкости внутри $t_{ж1}$, снаружи $t_{ж2}$.



Количество ребер n , высота ребра h , толщина δ_r . Оценить эффективность оребрения.

Предпол. цифра	Форма образца	δ , мм	d_1 , мм	d_2 , мм	λ , Вт/мК	α_1 , Вт/м ² К	$t_{ж1}$, °С
1	Пластина	10	-	-	10	10	-30
2	Пластина	15	-	-	45	100	-10
3	Пластина	20	-	-	200	1000	18
4	Трубопровод	-	100	108	200	10000	-20
5	Трубопровод	-	25	28	45	1000	20
6	Трубопровод	-	50	55	10	100	70
7	Трубопровод	-	100	108	45	10	120
8	Трубопровод	-	120	130	45	100	0
9	Трубопровод	-	25	28	200	1000	75
0	Трубопровод	-	50	55	45	10000	100

Посл. цифра	Форма ребер	n	h , мм	δ_r , мм	α_2 , Вт/м ² К	$t_{ж2}$, °С
1	Треугольные продольные	2	12	6	10	-10
2	Треугольные продольные	3	10	4	12	-5
3	Треугольные продольные	4	6	2	25	-40
4	Прямоугольные продольные	2	300	10	50	-25
5	Прямоугольные продольные	4	280	8	100	0
6	Прямоугольные продольные	6	240	8	10	25
7	Прямоугольные продольные	8	200	6	12	50
8	Прямоугольные поперечные	2	200	8	25	65
9	Прямоугольные поперечные	3	160	6	50	125
0	Прямоугольные поперечные	4	120	4	100	150

6 Теплопроводность с внутренними источниками теплоты и теплопроводность при нестационарном режиме.

Теплопроводность при стационарном режиме с внутренними источниками теплоты. В ряде случаев внутри тела может выделяться или поглощаться теплота. Например: при нагревании электрическим током или ряде химических процессов. Тогда при описании теплопроводности необходимо учитывать мощность внутренних источников.

Теплопроводность плоской стенки. Рассмотрим пластину толщиной 2δ . Источники теплоты равномерно распределены по объему и равны $q_v = \text{const}$. Заданы коэффициенты теплоотдачи и температура жидкости. Необходимо найти распределение температуры в пластине.

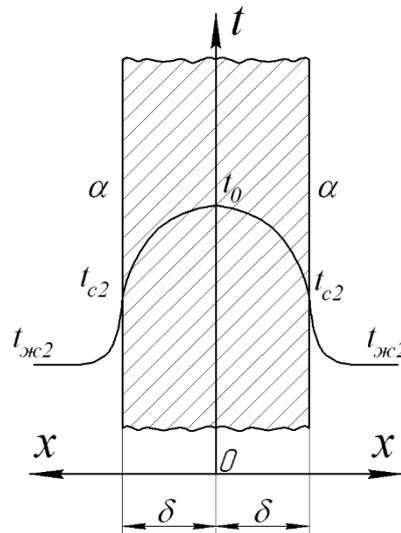


Рисунок 39 – Распределение температуры внутри пластины.

При указанных условиях температура пластины будет изменяться только вдоль оси x , тогда дифференциальное уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0.$$

После интегрирования получим:

$$\frac{\partial t}{\partial x} = -\frac{q_v x}{\lambda} + C_1;$$
$$t = -\frac{q_v x^2}{2\lambda} + C_1 x + C_2.$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяются из граничных условий. Поскольку распределение температуры симметрично относительно центра можно рассматривать лишь одну половину пластины ($x=0$ в центре пластины). Тогда, граничные условия для половины пластины:

$$x = 0; \left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=0} = 0;$$

$$x = \delta; -\lambda \left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=\delta} = \alpha(t_c - t_{ж}).$$

При $x=0$ получаем $C_1 = 0$; при $x=\delta$ получаем:

$$-\lambda \left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=\delta} = \alpha(t_c - t_{ж}).$$

где

$$\left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=\delta} = -\frac{q_v \delta}{\lambda}.$$

Отсюда $t_c = t_{ж} + q_v \delta / \alpha$; подставив это выражение в уравнение для нахождения температуры при $x = \delta$ получим:

$$C_2 = t_{ж} + \frac{q_v \delta}{\alpha} + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda}.$$

Подставив значения постоянных интегрирования в выражение для нахождения температуры, находим уравнение температурного поля:

$$t_c = t_{ж} + \frac{q_v \delta}{\alpha} + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{\delta}\right)^2\right].$$

Теплопроводность цилиндрической стенки. Рассмотрим бесконечно длинную цилиндрическую стенку (трубу) с внутренним радиусом r_1 , наружным r_2 и постоянным коэффициентом теплопроводности λ . Внутри этой стенки имеются равномерно распределенные источники теплоты производительностью q_v .

В такой стенке температура будет изменяться только в направлении радиуса и процесс теплопроводности будет описываться уравнением:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{q_v}{\lambda} = 0$$

Интеграл этого уравнения представлен выражением:

$$\frac{\partial t}{\partial r} = -\frac{q_v r}{2\lambda} + \frac{C_1}{r}$$

Уравнение для определения температуры имеет вид:

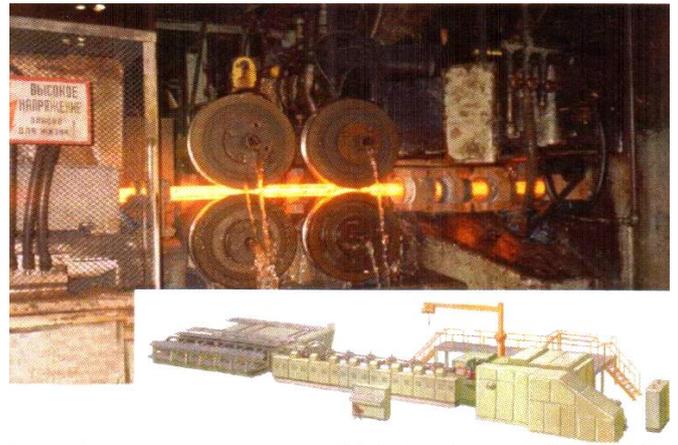
$$t = -\frac{q_v r^2}{4\lambda} + C_1 \ln r + C_2$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 в последнем уравнении определяются из граничных условий.

Часто данная задача возникает при расчете индукционных печей, где нагрев металла осуществляется не контактным способом (дымовыми газами и др.), а с помощью электромагнитной индукции, а также в бытовых индукционных установках, например в микроволновой печи.



Индукционная установка
для сквозного нагрева мерных
заготовок



Индукционная установка
для сквозного нагрева прутковых
заготовок

Теплопроводность при нестационарном режиме.

Нестационарные процессы теплопроводности всегда сопровождаются изменениями температуры и внутренней энергии вещества во времени.

Охлаждение (нагревание) неограниченной пластины. Рассмотрим пластину толщиной 2δ . Начальное распределение температуры задано и равно t_0 . Теплообмен происходит в среде с постоянной температурой ($t_{ж} = \text{const}$) и постоянными условиями теплообмена ($\alpha = \text{const}$).

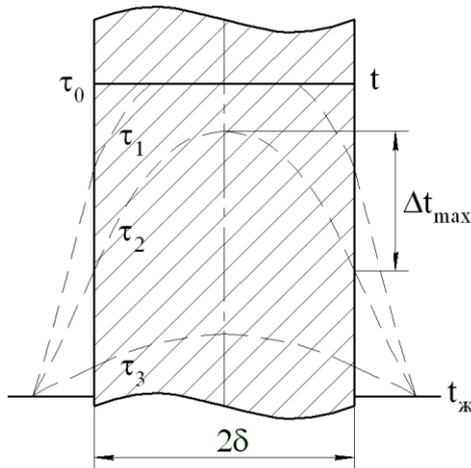


Рисунок 40 – Охлаждение неограниченной пластины

При указанных условиях температура пластины будет изменяться только вдоль оси x , тогда дифференциальное уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}.$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2},$$

$\theta = \frac{t - t_{ж}}{t_0 - t_{ж}}$ – безразмерная температура;

$X = \frac{x}{\delta}$ – безразмерная координата;

$Fo = \frac{a\tau}{\delta^2}$ – безразмерное время.

Граничные условия:

на оси пластины при $X = 0$ $\frac{d\theta}{dX} = 0$;

на поверхности пластины при $X = 1$ $\frac{d\theta}{dX} = -Bi\theta$.

Решение дифференциального уравнения теплопроводности с учетом граничных условий имеет вид:

$$\begin{aligned} \theta &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin(\mu_n)}{\mu_n + \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)} \cos(\mu_n X) \exp(-\mu_n^2 Fo) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\mu_n X) \exp(-\mu_n^2 Fo) \end{aligned}$$

μ_n – корни характеристического уравнения, которые являются функцией числа Bi находятся из соотношения:

$$ctg(\mu) = \frac{\mu}{Bi}.$$

Очевидно, что температура в центре равна:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 Fo),$$

а для поверхности можно записать:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\mu_n) \exp(-\mu_n^2 Fo).$$

Многочисленные исследования показали, что при $Fo \geq 0.3$, ряд достаточно точно описывается первым членом ряда, тогда.

$$\theta = A_1 \cos(\mu_1 X) \exp(-\mu_1^2 Fo).$$

Количество теплоты $Q_{п}$, которое отдает или воспринимает пластина с обеих сторон за время от $\tau = 0$ до $\tau = \tau_k$, должно равняться изменению внутренней энергии пластины за период ее охлаждения (нагревания).

$$Q_{п} = 2\delta f \rho c (t_0 - t_{ж}) (1 - \bar{\theta}_k),$$

$\bar{\theta}_k$ – средняя температура при времени $\tau = \tau_k$, которая находится из уравнения:

$$\bar{\theta}_k = \frac{1}{X} \int_0^X \theta dX = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin^2(\mu_n)}{\mu_n^2 + \mu_n \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)} \exp(-\mu_n^2 Fo).$$

Охлаждение (нагревание) неограниченного цилиндра. Цилиндр радиусом r_0 отдает (воспринимает) тепло окружающей среде через свою боковую поверхность. Теплообмен происходит в среде с постоянной температурой ($t_{ж} = \text{const}$) и постоянными условиями теплообмена ($\alpha = \text{const}$).

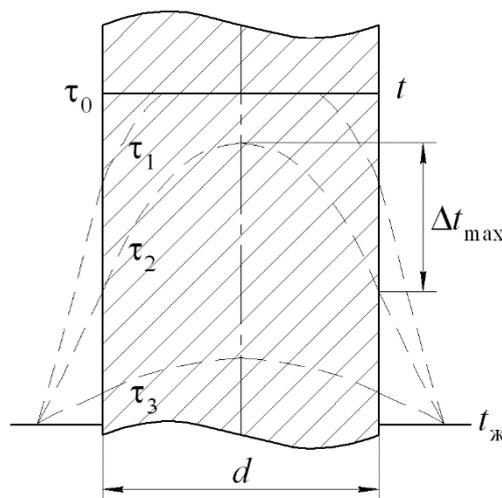


Рисунок 41 – Охлаждение неограниченного цилиндра

При указанных условиях температура цилиндра будет изменяться только по радиусу r , тогда дифференциальное уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right).$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R}.$$

$\theta = \frac{t - t_{жс}}{t_0 - t_{жс}}$ – безразмерная температура;

$R = \frac{r}{r_0}$ – безразмерный радиус;

$Fo = \frac{a\tau}{r_0^2}$ – безразмерное время.

Граничные условия:

на оси цилиндра	при $R = 0$	$\frac{d\theta}{dR} = 0$;
на поверхности пластины	при $R = 1$	$\frac{d\theta}{dR} = -Bi\theta$.

Решение дифференциального уравнения теплопроводности с учетом граничных условий имеет вид:

$$\begin{aligned} \theta &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2J_1(\mu_n)}{\mu_n(J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n))} J_0(\mu_n R) \exp(-\mu_n^2 Fo) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(\mu_n R) \exp(-\mu_n^2 Fo) \end{aligned}$$

μ_n – корни характеристического уравнения, которые являются функцией числа Bi и находятся из соотношения:

$$\frac{J_0(\mu)}{J_1(\mu)} = \frac{\mu}{Bi}.$$

J_0, J_1 – функции характеристического уравнения, которые называются функциями Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно. Очевидно, что температура в центре равна:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 Fo),$$

а для поверхности можно записать:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(\mu_n) \exp(-\mu_n^2 Fo).$$

Многочисленные исследования показали, что при $Fo \geq 0.25$, ряд достаточно точно описывается первым членом ряда, тогда.

$$\theta = A_1 J_0(\mu_1 R) \exp(-\mu_1^2 Fo).$$

Количество теплоты Q_{Π} , которое отдает или воспринимает цилиндр за время от $\tau = 0$ до $\tau = \tau_k$, должно равняться изменению внутренней энергии пластины за период ее охлаждения (нагрева).

$$Q_{\Pi} = \pi r_0^2 l \rho c (t_0 - t_{ж}) (1 - \bar{\theta}_k),$$

$\bar{\theta}_k$ – средняя температура при времени $\tau = \tau_k$, которая находится из уравнения:

$$\bar{\theta}_k = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \theta 2\pi R dR = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4J_1^2(\mu_n)}{\mu_n^2 (J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n))} \exp(-\mu_n^2 Fo).$$

Охлаждение (нагревание) шара. Шар радиусом r_0 отдает (воспринимает) тепло окружающей среде через свою боковую поверхность. Теплообмен происходит в среде с постоянной температурой ($t_{ж} = \text{const}$) и постоянными условиями теплообмена ($\alpha = \text{const}$).

При указанных условиях температура шара будет изменяться только по радиусу r , тогда дифференциальное уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} \right).$$

Приведем это уравнение к безразмерному виду:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R}.$$

$\theta = \frac{t - t_{ж}}{t_0 - t_{ж}}$ – безразмерная температура;

$R = \frac{r}{r_0}$ – безразмерный радиус;

$Fo = \frac{a\tau}{r_0^2}$ – безразмерное время.

Граничные условия:

в центре шара

при $R = 0$

$$\frac{d\theta}{dR} = 0;$$

на поверхности шара

при $R = 1$

$$\frac{d\theta}{dR} = -Bi\theta.$$

Решение дифференциального уравнения теплопроводности с учетом граничных условий имеет вид:

$$\begin{aligned}\theta &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(\sin(\mu_n) - \mu_n \cos(\mu_n)) \sin(\mu_n R)}{\mu_n - \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)} \frac{\sin(\mu_n R)}{\mu_n R} \exp(-\mu_n^2 Fo) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\sin(\mu_n R)}{\mu_n R} \exp(-\mu_n^2 Fo)\end{aligned}$$

μ_n – корни характеристического уравнения, которые являются функцией числа Bi и находятся из соотношения:

$$tg(\mu) = -\frac{\mu}{Bi-1}.$$

Очевидно, что температура в центре равна:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 Fo),$$

а для поверхности можно записать:

$$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\sin(\mu_n)}{\mu_n} \exp(-\mu_n^2 Fo).$$

Многочисленные исследования показали, что при $Fo \geq 0.25$, ряд достаточно точно описывается первым членом ряда, тогда.

$$\theta = A_1 \frac{\sin(\mu_1 R)}{\mu_1 R} \exp(-\mu_1^2 Fo).$$

Количество теплоты Q_{Π} , которое отдает или воспринимает цилиндр за время от $\tau = 0$ до $\tau = \tau_k$, должно равняться изменению внутренней энергии пластины за период ее охлаждения (нагрева).

$$Q_{\Pi} = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \rho c (t_0 - t_{ж}) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{\mu_n^3} \frac{(\sin(\mu_n) - \mu_n \cos(\mu_n))^2}{\mu_n - \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)} (1 - e^{-\mu_n^2 Fo}),$$

Задачи такого плана часто возникают в печах, например при закалке или отпуске, также встречаются более экзотические задачи:

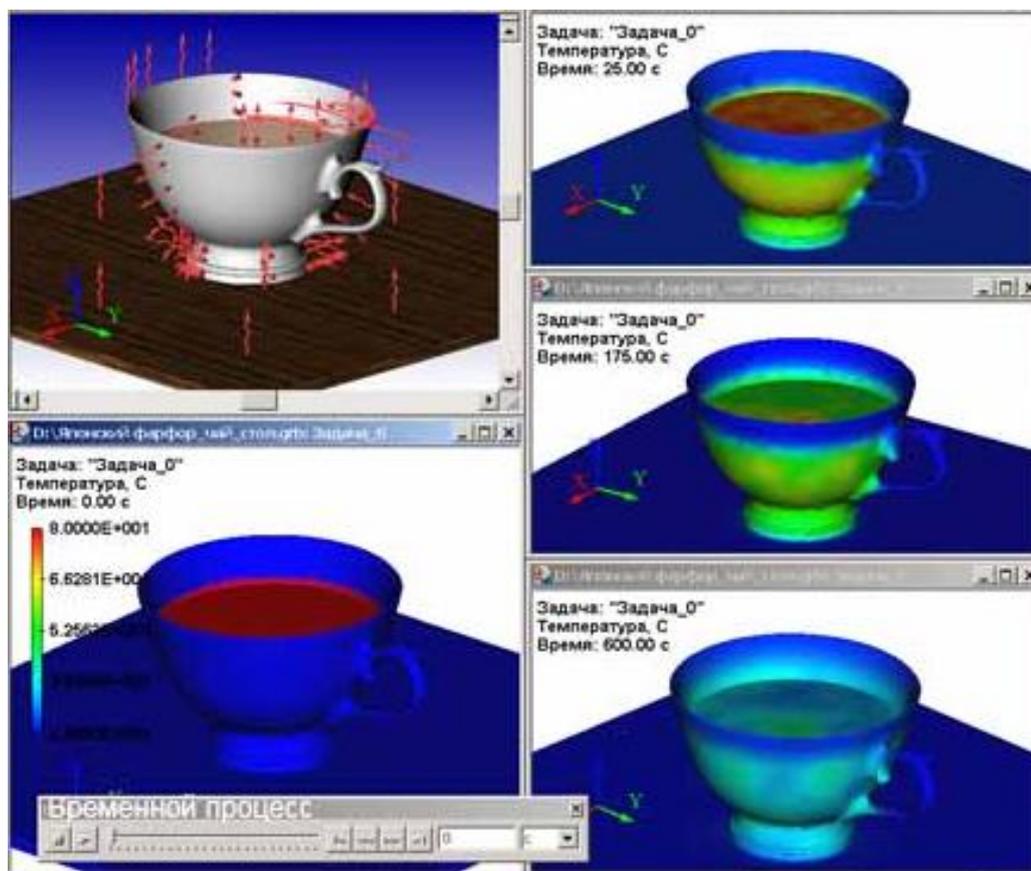


Рисунок 42 – Процесс остывания кружки чая, смоделированный в программе t-flex.

Охлаждение (нагревание) тел конечных размеров. Параллелепипеды, цилиндры конечных размеров и др. можно рассматривать как тела, образованные пересечением бесконечных пластин и цилиндров.

При рассмотрении параллелепипеда можно заметить, что он образован пересечением трех взаимно перпендикулярных безграничных пластин конечной толщины, тогда, используя теорему о перемножении решений, получим температуру в каждой точке параллелепипеда:

$$\theta = \theta_x \theta_y \theta_z,$$

θ_x , θ_y , θ_z – безразмерные температуры, вычисленные отдельно для каждой из образующих пластин.

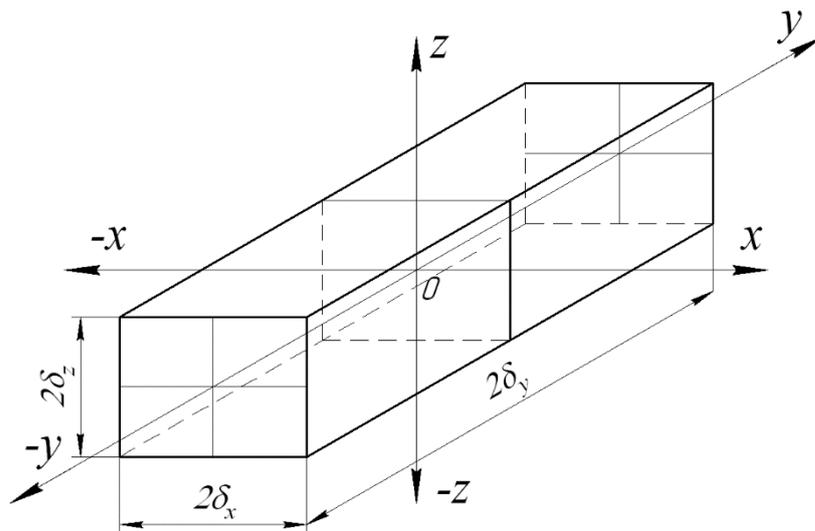


Рисунок 43 – Параллелепипед конечных размеров

Таким же образом можно рассчитать температуру цилиндра, который образован пересечением безграничной пластины и безграничным цилиндром:

$$\theta = \theta_r \theta_z,$$

θ_r , θ_z – безразмерные температуры, вычисленные отдельно для образующих бесконечных пластины и цилиндра.

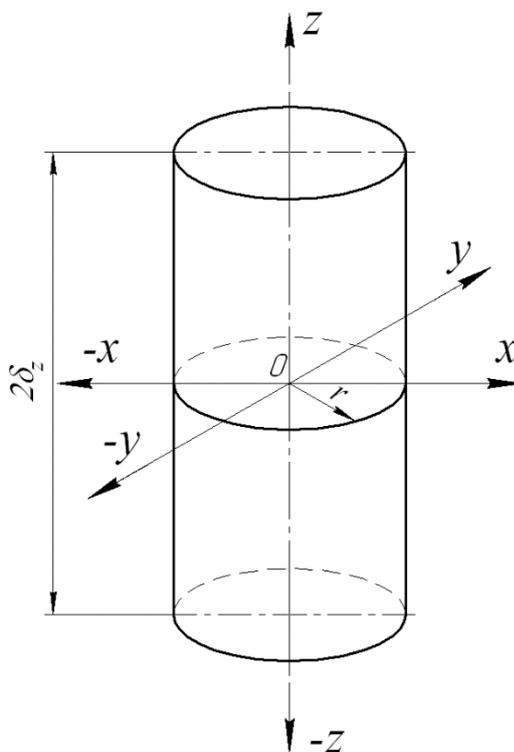


Рисунок 44 – Цилиндр конечных размеров

Аналогично находятся температуры и для других тел конечных размеров путем перемножения температур их образующих.

Такие задачи часто возникают в печах, где происходит конвективный нагрев заготовок. Из-за не равномерности их нагрева, внутри заготовок возникают термические напряжения, которые могут привести к повреждению заготовок.

Регулярный тепловой режим. В стадии регулярного режима начальные условия начинают играть второстепенную роль, и изменение избыточной температуры любой точки объема подчиняется экспоненциальному закону

$$\vartheta = A_1 U_1 \cdot e^{-\mu_1^2 Fo},$$

откуда

$$\ln \vartheta = -\mu_1^2 Fo + \ln A_1 U_1 = -\mu_1^2 \frac{a}{R^2} \tau + const$$

или, сокращенно,

$$\ln \vartheta = -m\tau + const$$

Тепловой режим, при котором натуральный логарифм избыточной температуры изменяется по закону прямой линии, называется регулярным тепловым режимом. Множитель m характеризует скорость протекания явления и носит название *темпа процесса*

$$m = \frac{\ln \vartheta_1 - \ln \vartheta_2}{\tau_2 - \tau_1} = \frac{\ln \frac{T_1 - T_{жс}}{T_2 - T_{жс}}}{\tau_2 - \tau_1}.$$

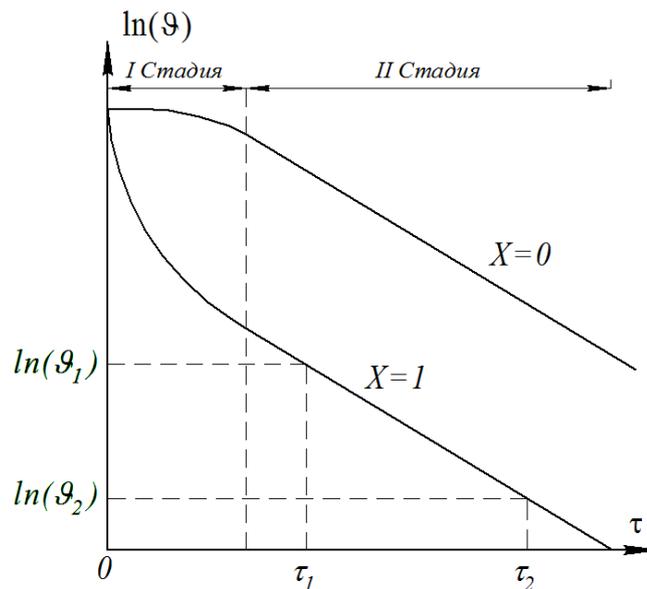


Рисунок 45 – График изменения логарифма избыточной температуры от времени.

Для неограниченной пластины при $Bi \rightarrow \infty$ темп охлаждения прямо пропорционален коэффициенту температуропроводности:

$$a = \psi \cdot \mu.$$

Здесь ψ – размерный коэффициент формы.

$$\psi_{\text{н.пл.}} = \left(\frac{R}{\mu_1}\right)^2 = \frac{1}{\left(\frac{\pi}{2R}\right)^2}.$$

Аналогично определяется размерный коэффициент и для тел иной формы:

$$\psi_{\text{н.цил.}} = \frac{1}{\left(\frac{\pi}{1,31R}\right)^2}; \psi_{\text{шара}} = \frac{1}{\left(\frac{\pi}{R}\right)^2};$$

Задание 6.1

Пластина толщиной δ и коэффициентом теплопроводности λ с равномерно распределенными внутренними источниками теплоты q_v охлаждается с обеих сторон. С одной стороны на пластину наложена изоляция толщиной $\delta_{из}$ и коэффициентом теплопроводности $\lambda_{из}$. Температура охлаждающей жидкости $t_{ж}$ и коэффициент теплоотдачи α .



Определить максимальную температуру, температуры в центре, на поверхностях пластины и изоляции.

Предпол. цифра	δ , мм	λ , Вт/мК	$q_v \cdot 10^{-6}$, Вт/м ³	Условия с неизолированной стороны
1	20	45	0.1	$t = 20^\circ\text{C}$
2	30	50	0.2	$t = 50^\circ\text{C}$
3	40	55	0.3	$t = 100^\circ\text{C}$
4	50	60	0.4	$q = 0$ Вт/м ²
5	60	65	0.5	$q = 1000$ Вт/м ²
6	20	45	0.6	$q = 10000$ Вт/м ²
7	30	50	0.7	Теплоотдача
8	40	55	0.8	Теплоотдача
9	50	60	0.9	Теплоотдача
0	60	65	1.0	Теплоотдача

Посл. цифра	$\lambda_{из}$, Вт/мК	$\delta_{из}$, мм	α , Вт/м ² К	$t_{ж}$, °C
1	12	6	1000	-10
2	10	4	1200	-5
3	6	2	2500	-40
4	30	10	5000	-25
5	28	8	10000	0
6	24	8	1000	25
7	20	6	1200	50
8	20	8	2500	65
9	16	6	5000	125
0	12	4	10000	150

Задание 6.2

Определить температуры в центре и на поверхности пластины толщиной δ или стержня или шара диаметром d , через τ минут после начала охлаждения, начальная температура t_0 , температура окружающего воздуха $t_{ж}$, коэффициент теплопроводности материала λ , коэффициент температуропроводности a , коэффициент теплоотдачи на поверхности пластины и стержня α .



Определить максимальную разность температур между серединой и поверхностью Δt_{\max} .

Предсл. цифра	Форма тела	λ , Вт/мК	δ , мм	d , мм	t_0 , °С	$a \cdot 10^6$, м ² /с
1	Пластина	0,2	10	-	350	0,2
2	Пластина	0,4	15	-	300	0,3
3	Пластина	0,6	20	-	250	0,4
4	Пластина	0,8	25	-	200	0,5
5	Стержень	1	-	10	150	0,6
6	Стержень	0,2	-	20	350	0,2
7	Стержень	0,4	-	50	300	0,3
8	Шар	0,6	-	10	250	0,4
9	Шар	0,8	-	20	200	0,5
0	Шар	1	-	30	150	0,6

Посл. цифра	τ , мин	α , Вт/м ² К	$t_{ж}$, °С
1	6	10	-50
2	4	12	-40
3	2	25	-30
4	10	50	-20
5	8	100	-10
6	8	10	0
7	6	12	10
8	8	25	20
9	6	50	30
0	4	100	40

7 Конвективный теплообмен

Понятие конвективного теплообмена охватывает процесс теплообмена при движении жидкости или газа. При этом процесс переноса теплоты осуществляется одновременно конвекцией и теплопроводностью.

Конвекция. *Конвекция возможна только в текучей среде, где перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды.*

Конвективный теплообмен между потоком жидкости или газа и поверхностью соприкасающегося с ним тела называется *теплоотдачей*. При ее расчетах используют закон Ньютона–Рихмана:

$$dQ = \alpha(t_c - t_{ж})dF.$$

В этом уравнении наибольшей трудностью является определение коэффициента теплоотдачи α , который зависит от множества факторов и часто определяется опытным путем. Для расчета коэффициента теплоотдачи используют критерии теплового подобия. Тогда, коэффициент теплоотдачи можно найти используя *число Нуссельта*, которое характеризует отношение термического сопротивления теплопроводности слоя жидкости толщиной l к термическому сопротивлению теплоотдачи:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda_{ж}}.$$

Число Нуссельта зависит от геометрии тела, условий теплообмена, свойств и характера движения среды (ламинарный, турбулентный). Различают также свободную и вынужденную конвекцию.

Свободная конвекция. Явление конвекции можно объяснить законом Архимеда и явлением теплового расширения тел. При повышении температуры объем жидкости возрастает, а плотность уменьшается. Под действием архимедовых сил менее плотная нагретая жидкость поднимается вверх, а более плотная холодная жидкость опускается вниз.

С явлением конвекции связаны процессы глобальной циркуляции атмосферных масс воздуха. Все ветры вызваны конвекционными потоками, возникающими из-за того, что большая часть энергии Солнца попадает на Землю вблизи экватора. Когда воздух нагревается, он расширяется и поднимается, а взамен к экватору устремляется поток более холодного и плотного воздуха. Так образуется ветер.

Движение среды в рассматриваемом объеме возникает за счет неоднородности распределения температуры, и как следствие, неоднородности распределения плотности. Такое движение называется гравитационным движением, а конвекция свободной. Данная задача распространена для отопительных установок, так как в помещении движение воздуха создается в основном за счет разности температур воздуха возле отопительной установки и вдали от нее.

В данном случае число Нуссельта будет зависеть от числа Грасгофа и числа Прандтля:

$$Nu = f(Gr, Pr).$$

Число Грасгофа характеризует отношение гравитационных сил к силам вязкости:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta (t_c - t_{ж}) l^3}{\nu_{ж}^2},$$

g – ускорение свободного падения, м/с²,

$\nu_{ж}$ – кинематическая вязкость среды, м²/с,

β – коэффициент объемного расширения (для жидкости берется по таблице, для газов рассчитывается по формуле $\beta = \frac{1}{T}$, T – температура газов, К), 1/К.

Число Прандтля характеризует отношение скорости распространения количества движения и скорости распространения температуры:

$$Pr = \frac{\nu_{ж}}{a_{ж}}$$

Число Нуссельта также зависит от геометрии тел, тогда:
вдоль вертикальной пластины

при $10^3 < Gr \cdot Pr < 10^9$ (ламинарный режим течения)

$$Nu_{лж} = 0.6 \cdot (Gr_{лж} \cdot Pr_{ж})^{0.25} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

$$\overline{Nu}_{лж} = 0.75 \cdot (Gr_{лж} \cdot Pr_{ж})^{0.25} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

при $6 \cdot 10^{10} < Gr \cdot Pr$ (турбулентный режим течения)

$$Nu_{лж} = \overline{Nu}_{лж} = 0.15 \cdot (Gr_{лж} \cdot Pr_{ж})^{0.33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

около горизонтальных труб

$$\overline{Nu}_{дж} = 0.5 \cdot (Gr_{дж} \cdot Pr_{ж})^{0.25} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

$\left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25}$ – поправка Михеева, для газов принимаемая равной единице, так как число Прандтля для газов слабо зависит от температуры.

при $Gr \cdot Pr < 200$

$$\overline{Nu}_{дж} = 1.18 \cdot (Gr_{дж} \cdot Pr_{ж})^{0.125},$$

в этой формуле определяющей температурой является нетемпература жидкости, а $t = 0.5(t_c + t_{жс})$.

Вынужденная конвекция. Движение среды в рассматриваемом объеме происходит под действием внешних сил, (например за счет насоса или вентилятора).

В данном случае число Нуссельта будет зависеть от числа Рейнольдса и числа Прандтля:

$$Nu = f(Re, Pr).$$

Число Рейнольдса определяет соотношение между силой инерции и силой внутреннего трения:

$$Re = \frac{\omega \cdot l}{\nu_{ж}}.$$

ω – скорость движения потока, м/с.

Для продольно омываемой плоской поверхности
при $Re < 10^5$ (ламинарный режим течения)

$$Nu_{лж} = 0.33 \cdot Re_{лж}^{0.5} Pr_{ж}^{0.33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

$$\overline{Nu}_{лж} = 0.66 \cdot Re_{лж}^{0.5} Pr_{ж}^{0.33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

при $10^5 < Re$ (турбулентный режим течения)

$$Nu_{лж} = 0.0296 \cdot Re_{лж}^{0.8} Pr_{ж}^{0.43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

$$\overline{Nu}_{лж} = 0.037 \cdot Re_{лж}^{0.8} Pr_{ж}^{0.43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25}.$$

Для движения жидкости внутри трубопровода
при $Re < 2300$ $Gr \cdot Pr < 8 \cdot 10^5$ (вязкостный режим течения)

$$\overline{Nu}_{дж} = 1.55 \cdot \left(Re_{дж} \frac{d}{l} \right)^{0.33} \left(\frac{\mu_c}{\mu_{ж}} \right)^{-0.14},$$

при $Re < 2300$ $8 \cdot 10^5 < Gr \cdot Pr$ (гравитационно-вязкостный режим течения)

$$\overline{Nu}_{дж} = 0.15 \cdot Re_{дж}^{0.33} Pr_{ж}^{0.33} (Gr_{дж} \cdot Pr_{ж})^{0.1} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

при $10^4 < Re$ (турбулентный режим течения)

$$\overline{Nu}_{d_{ж}} = 0.021 \cdot Re_{d_{ж}}^{0.8} Pr_{ж}^{0.43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25}.$$

При поперечномомывании одиночного цилиндра

при $Re < 1000$

$$\overline{Nu}_{d_{ж}} = 0.5 \cdot Re_{d_{ж}}^{0.5} Pr_{ж}^{0.38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

при $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$

$$\overline{Nu}_{d_{ж}} = 0.25 \cdot Re_{d_{ж}}^{0.6} Pr_{ж}^{0.38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25},$$

при $3 \cdot 10^5 < Re < 2 \cdot 10^6$

$$\overline{Nu}_{d_{ж}} = 0.023 \cdot Re_{d_{ж}}^{0.8} Pr_{ж}^{0.38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0.25}.$$

Теплообмен при конденсации. *Конденсация* представляет собой процесс перехода пара (газа) в жидкое состояние. Конденсация пара часто встречается на практике в конденсаторах паровых турбин, опреснительных установках и многих других теплообменных аппаратах.

Различают *пленочную конденсацию*, когда жидкая конденсированная фаза образуется на поверхности теплообмена в виде устойчивой пленки и смачивает всю поверхность, а также *капельную конденсацию*, когда конденсат не смачивает всю поверхность, а происходит образование капель на поверхности теплообмена. Искусственно капельную конденсацию можно получить, если смазать поверхность маслом или воском.

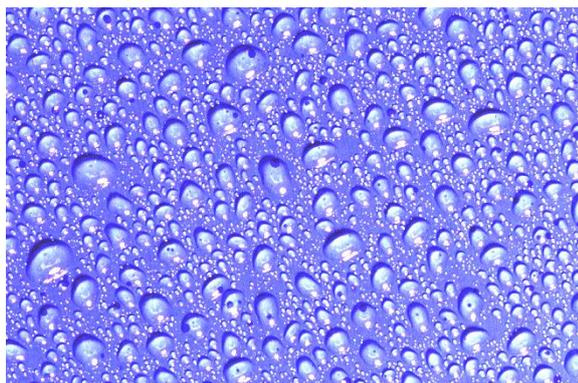


Рисунок 46 – Капельная конденсация на покрашенной поверхности

При пленочной конденсации неподвижного пара при ламинарном течении пленки на вертикальной стенке

$$\alpha = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r \rho_{\text{ж}}^2 g \lambda_{\text{ж}}^3}{4 \mu_{\text{ж}} (t_{\text{н}} - t_{\text{с}}) h}}$$

$\mu_{\text{ж}} = \nu_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}}$ – динамическая вязкость, кг/м·с.

на горизонтальной трубе

$$\alpha = 0.728 \sqrt[4]{\frac{r \rho_{\text{ж}}^2 g \lambda_{\text{ж}}^3}{\mu_{\text{ж}} (t_{\text{н}} - t_{\text{с}}) d}}$$

Теплообмен при кипении. *Кипением* называется процесс интенсивного парообразования, происходящего во всем объеме жидкости, находящейся при температуре насыщения или несколько перегретой относительно температуры насыщения, с образованием паровых пузырей.

Различают два основных режима кипения: *пузырьковый* – кипение, при котором пар образуется в виде отдельных периодически зарождающихся, растущих и отрывающихся паровых пузырей, и *пленочный* – характеризуется наличием на поверхности пленки пара, обволакивающую эту поверхность и отделяющей ее от жидкости.

Пузырьковое кипение в условиях свободного движения

Для определенного рода жидкостей (например, для воды) коэффициент теплоотдачи при развитом кипении зависит лишь от тепловой нагрузки и давления насыщения

$$\alpha = 3 \cdot q^{0.7} p^{0.15} = 38.7 \Delta t^{2.33} p^{0.5},$$

в которые q и p следует подставлять в Вт/м² и бар соответственно.

Пленочное кипение при ламинарном движении вдоль вертикальной стенки

$$\alpha = 0.943 \sqrt[4]{\frac{r \rho_{\text{п}} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) g \lambda_{\text{п}}^3}{\mu_{\text{п}} (t_{\text{п}} - t_{\text{с}}) h}},$$

при ламинарном движении на наружной поверхности горизонтального цилиндра

$$\alpha = 0.728 \sqrt[4]{\frac{r \rho_{\text{п}} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) g \lambda_{\text{п}}^3}{\mu_{\text{п}} (t_{\text{п}} - t_{\text{с}}) d}},$$

при турбулентном движении

$$\alpha = 0.25 \sqrt[4]{\frac{(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}) g \lambda_{\text{ж}}^2 c_{\text{рп}}}{\nu_{\text{ж}}^2}}.$$

Задание 7.1

По стальной горизонтальной трубе внутренним диаметром d_1 , наружным диаметром d_2 с коэффициентом теплопроводности $\lambda_{ст} = 45$ Вт/мК, с асбестовой изоляцией толщиной $\delta_{из} = 40$ мм и коэффициентом теплопроводности $\lambda_{из} = 0.116$ Вт/мК, погруженной в воду (воздух) с температурой t_1 , протекает вода (воздух) со средней температурой t_2 и скоростью ω . Определить тепловой поток, отнесенный к одному метру длины трубы.



Предполс. цифра	Среда 2	t_2 , °C	d_1 , мм	d_2 , мм
1	Вода	5	50	55
2	Вода	10	100	108
3	Вода	20	120	132
4	Вода	140	150	164
5	Вода	170	200	220
6	Воздух	-15	50	55
7	Воздух	-20	100	108
8	Воздух	40	120	132
9	Воздух	50	150	164
0	Воздух	60	200	220

Посл. цифра	Среда 1	t_1 , °C	ω_1 , м/с
1	Вода	30	0.50
2	Вода	70	0.75
3	Вода	100	0.10
4	Вода	120	1.25
5	Вода	90	1.50
6	Воздух	-10	5.0
7	Воздух	0	7.5
8	Воздух	15	10.0
9	Воздух	18	12.5
0	Воздух	24	15.0

Задание 7.2

Цилиндрический электронагреватель диаметром d и длиной ℓ потребляет мощность N и нагревает воду массой G с начальной температурой t_b . Определить: время, за которое вода нагревается до кипения; среднюю температуру поверхности кипятильника при нагреве до температуры насыщения; среднюю температуру поверхности кипятильника в режимах пузырькового кипения и пленочного кипения при ламинарном движении; время, за которое выкипит половина воды; среднюю температуру кипятильника после выкипания всей воды.



Предпол. цифра	d , мм	ℓ , м	N , кВт
1	10	0.5	2
2	12	0.6	3
3	14	0.7	4
4	16	0.8	5
5	18	0.9	6
6	20	1.0	7
7	22	1.1	8
8	24	1.2	9
9	26	1.3	10
0	28	1.4	11

Пол. цифра	t_b , °C	G , кг	Кипятильник расположен
1	1	1.0	горизонтально
2	2	1.5	вертикально
3	4	2.0	горизонтально
4	6	2.5	вертикально
5	8	3.0	горизонтально
6	10	3.5	вертикально
7	12	4.0	горизонтально
8	14	4.5	вертикально
9	16	5.0	горизонтально
0	18	5.5	вертикально

8 Тепловое излучение

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела путем электромагнитных волн. Тепловое излучение чаще всего используется в экранах котлов и печей, где температура может достигать нескольких тысяч градусов по Цельсию.

Плотность потока излучения, соответствующая определенному значению длины волны λ , называется *спектральной интенсивностью излучения* J_λ . Интегральный лучистый поток, излучаемый с единицы поверхности тела по всем направлениям полусферического пространства, называется *плотностью потока интегрального излучения*, или *излучательной способностью* E , Вт/м²:

$$E = \frac{dQ}{dF} = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_\lambda d\lambda.$$

Закон Планка устанавливает зависимость спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела $J_{0\lambda}$ от длины волны и температуры излучающего тела:

$$J_{0\lambda} = \frac{3.74 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5} \left(e^{\frac{1.44 \cdot 10^{-2}}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}.$$

Согласно *закону Стефана-Больцмана*, излучательная способность абсолютного черного тела может быть найдена на основании закона Планка как суммарная энергия излучения тела по всем длинам волн:

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} J_{0\lambda} d\lambda = 5.685 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4.$$

Тогда для любого теласправедливо выражение:

$$E = \varepsilon \cdot E_0.$$

ε – степень черноты реального тела, которая определяется как отношение излучательной способности данного тела к излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре.

Согласно *закону Кирхгофа*, в условиях термодинамического равновесия чем больше тело излучает, тем больше оно и поглощает (излучательная способность прямо пропорциональна поглощательной):

$$A = \varepsilon.$$

Сумма степеней излучения, отражения и пропускания для тела всегда равны единицы

$$A + R + D = 1.$$

Излучение теплообмена излучением между двумя твердыми телами.
 В системе из двух тел теплота отданная от одного тела к другому находится по формуле:

$$Q_{12} = 5.685 \cdot \varepsilon_{12} \cdot \left(\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right) F.$$

ε_{12} – степень черноты системы.

Система с плоскопараллельными поверхностями

В системе с плоскопараллельными поверхностями размеры плоскостей несоизмеримо велики по сравнению с расстоянием между ними, тогда вся энергия с одной плоскости падает на другую и наоборот, тогда:

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}.$$

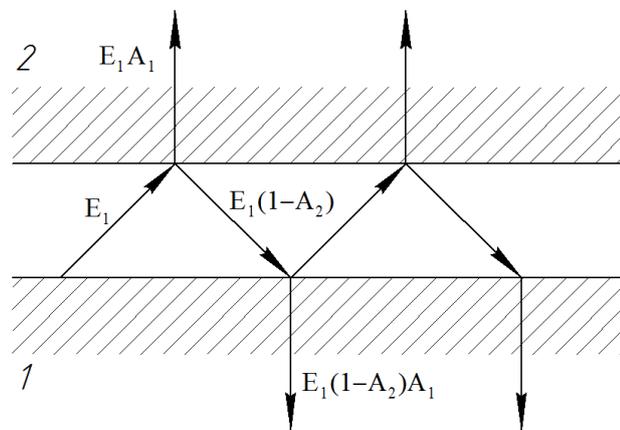


Рисунок 47 – Теплообмен между телом и его оболочкой

При теплообмене между телом и его оболочкой только часть тепла излученного одной поверхностью падает на другую, тогда

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}.$$

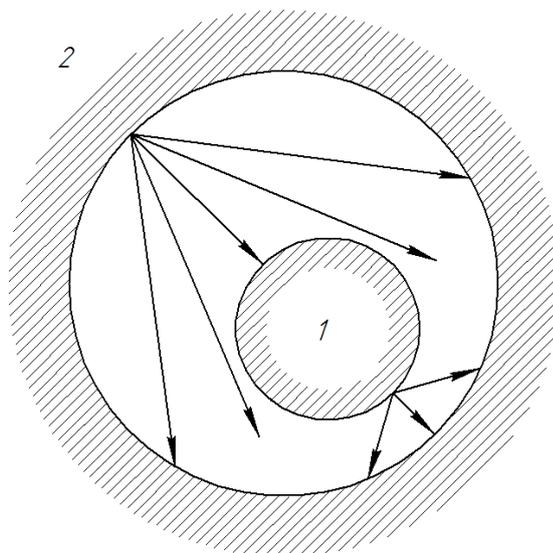


Рисунок 48 – Два тела произвольно расположенные в пространстве

Выражение для определения количества теплоты переданной от одного тела другому:

$$Q_{12} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot 5.685 \cdot \left(\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right) \cdot \int_{F_2} dF_2 \int_{F_1} \frac{\cos(\alpha_1) \cos(\alpha_2)}{\pi r^2} dF_1,$$

r – кратчайшее расстояние между телами, м;

α – угол между нормалью к поверхности и кратчайшим расстоянием между телами.

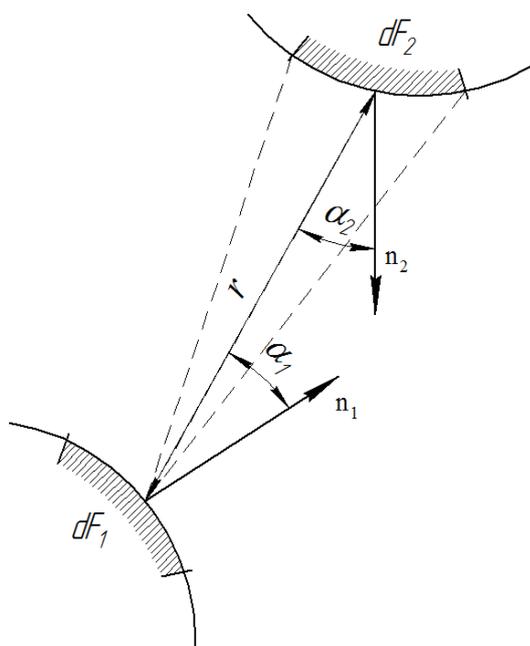


Рисунок 49

Излучение газов. Одно- и двухатомные газы практически прозрачны для теплового излучения. Значительной излучающей и поглощательной способностью, имеющей практическое значение, обладают трех- и

многоатомные газы. Для теплотехнических расчетов наибольший интерес представляют углекислый газ и водяной пар, образующийся при горении топлива. Если поглощение и излучение энергии в твердых телах происходит в тонком поверхностном слое, то газы излучают и поглощают энергию во всем объеме. Количество поглощаемой газом энергии зависит от длины пути луча l , парциального давления газа p и его температуры T .

Плотность потока излучения для двуокиси углерода и водяного пара по опытным данным:

$$E_{CO_2} = 3.5 \cdot (p \cdot l)^{0.33} \left(\frac{T}{100} \right)^{3.5};$$

$$E_{H_2O} = 3.5 \cdot p^{0.8} \cdot l^{0.6} \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^3.$$

Приближенное значение средней длины пути луча определяется по соотношению:

$$l = 0,9 \frac{4V}{F},$$

где V – объем газа, m^3 ; F – поверхность оболочки, окружающей газ, m^2 .

Для пучка труб можно использовать следующее выражение:

$$l = 1.08 \cdot d_2 \left(\frac{S_1 S_2}{d_2^2} - 0.785 \right).$$

Отсюда следует, что законы излучения газов значительно отклоняются от закона Стефана – Больцмана. Однако в основу практических расчетов излучения газов положен именно этот закон. В итоге плотность потока интегрального излучения с поверхности газового слоя определяется уравнением:

$$E = \varepsilon_r \cdot 5.685 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

где ε_r – степень черноты газового слоя определится как сумма степеней черноты отдельных компонентов по уравнению $\varepsilon_r = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O} - \Delta \varepsilon_r$, где β – поправочный коэффициент на парциальное давление водяного пара, $\Delta \varepsilon_r = \varepsilon_{CO_2} \cdot \beta \varepsilon_{H_2O}$ – поправка, учитывающая частичное совпадение спектров излучения углекислого газа и воды.

Задание 8.1

В теплице площадью $a \cdot b$ и высотой $h = 3$ м с помощью нагревателя поддерживается температура $t_1 = 27^\circ\text{C}$. Температура воздуха за пределами теплицы $t_в$. Через неплотности внутрь теплицы поступает наружный воздух в количестве G , кг/с. Средний коэффициент теплопередачи через стекло k . Солнечные лучи падают на поверхность земли под углом 45° . Определить мощность нагревателя, если стекло является прозрачным в интервале длин волн $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-7} - 7,6 \cdot 10^{-7}$ м.



Предпол. цифра	a , м	b , м	k , Вт/м ² К
1	1	3	10
2	2	3.5	9
3	3	4	8
4	4	0.5	7
5	5	1	6
6	1	4	5
7	2	1.5	4
8	3	3	3
9	4	1.5	2
0	5	2	1

Посл. цифра	$G_в$, кг/с	$t_в$, °С
1	0.01	-10
2	0.02	-5
3	0.03	0
4	0.04	2
5	0.05	4
6	0.01	6
7	0.02	8
8	0.03	10
9	0.04	-12
0	0.05	-15

Задание 8.2

Электронагреватель имеющий форму цилиндра диаметром d и длиной l , расположен горизонтально и потребляет мощность N . Степень черноты поверхности нагревателя ε , температура окружающего воздуха $t_{\text{в}} = 20 \text{ }^{\circ}\text{C}$. Определить температуру поверхности нагревателя.



Предпол. цифра	d , мм	l , м
1	10	0.5
2	15	0.6
3	20	0.7
4	25	0.8
5	30	0.9
6	35	1.0
7	40	1.1
8	45	1.2
9	50	1.3
0	55	1.4

Посл. цифра	ε	N , кВт
1	0.2	0.2
2	0.4	0.4
3	0.6	0.6
4	0.8	0.8
5	0.9	1.0
6	0.2	1.2
7	0.4	1.4
8	0.6	1.6
9	0.8	1.8
0	0.9	2.0

Приложение

Коэффициенты для расчета охлаждения (нагрева) неограниченной пластины

Bi	μ_1	μ_2	$+A_1$	$-A_2$
0.000	0.0000	3.1416	1.0000	0.0000
0.001	0.0316	3.1419	1.0002	0.0002
0.002	0.0447	3.1422	1.0004	0.0004
0.004	0.0632	3.1429	1.0008	0.0008
0.006	0.0774	3.1435	1.0012	0.0012
0.008	0.0893	3.1441	1.0015	0.0016
0.010	0.0998	3.1448	1.0020	0.0020
0.020	0.1410	3.1479	1.0030	0.0040
0.040	0.1987	3.1543	1.0065	0.0080
0.060	0.2425	3.1606	1.0099	0.0119
0.080	0.2791	3.1668	1.0130	0.0158
0.100	0.3111	3.1731	1.0159	0.0197
0.200	0.4328	3.2039	1.0312	0.0381
0.300	0.5218	3.2341	1.0450	0.0555
0.400	0.5932	3.2636	1.0581	0.0719
0.500	0.6533	3.2923	1.0701	0.0873
0.600	0.7051	3.3204	1.0813	0.1025
0.700	0.7506	3.3477	1.0918	0.1154
0.800	0.7910	3.3744	1.1016	0.1282
0.900	0.8274	3.4003	1.1107	0.1403
1.000	0.8603	3.4256	1.1192	0.1517
1.500	0.9882	3.5422	1.1537	0.2013
2.000	1.0769	3.6436	1.1784	0.2367
3.000	1.1925	3.8088	1.2102	0.2881
4.000	1.2646	3.9352	1.2287	0.3215
5.000	1.3138	4.0336	1.2403	0.3442
6.000	1.3496	4.1116	1.2478	0.3604
7.000	1.3766	4.1746	1.2532	0.3722
8.000	1.3978	4.2264	1.2569	0.3812
9.000	1.4149	4.2694	1.2598	0.3880
10.00	1.4289	4.3058	1.2612	0.3934
15.00	1.4729	4.4255	1.2677	0.4084
20.00	1.4961	4.4915	1.2699	0.4147
30.00	1.5202	4.5615	1.2717	0.4198
40.00	1.5325	4.5979	1.2723	0.4217
50.00	1.5400	4.6202	1.2727	0.4227
∞	1.5708	4.7124	1.2732	0.4244

Коэффициенты для расчета охлаждения (нагрева) неограниченного цилиндра

Bi	μ_1	μ_2	$+ A_1$	$- A_2$
0.000	0.0000	3.8317	1.0000	0.0000
0.010	0.1412	3.8343	1.0031	0.0034
0.020	0.1995	3.8369	1.0049	0.0067
0.040	0.2814	3.8421	1.0102	0.0135
0.060	0.3438	3.8473	1.0150	0.0201
0.080	0.3960	3.8525	1.0199	0.0268
0.100	0.4417	3.8577	1.0245	0.0333
0.150	0.5376	3.8706	1.0366	0.0497
0.200	0.6170	3.8835	1.0482	0.0653
0.300	0.7465	3.9091	1.0711	0.0972
0.400	0.8516	3.9344	1.0931	0.1277
0.500	0.9408	3.9594	1.1142	0.1571
0.600	1.0184	3.9841	1.1345	0.1857
0.700	1.0873	4.0085	1.1539	0.2132
0.800	1.1490	4.0325	1.1724	0.2398
0.900	1.2048	4.0562	1.1902	0.2654
1.000	1.2558	4.0795	1.2071	0.2901
1.500	1.4569	4.1902	1.2807	0.4008
2.000	1.5994	4.2910	1.3377	0.4923
3.000	1.7887	4.4634	1.4192	0.6309
4.000	1.9081	4.6018	1.4698	0.7278
5.000	1.9898	4.7131	1.5029	0.7973
6.000	2.0490	4.8033	1.5253	0.8484
7.000	2.0937	4.8772	1.5409	0.8869
8.000	2.1286	4.9384	1.5523	0.9225
9.000	2.1566	4.9897	1.5611	0.9393
10.00	2.1795	5.0332	1.5677	0.9575
15.00	2.2509	5.1773	1.5853	1.0091
20.00	2.2880	5.2568	1.5918	1.0309
30.00	2.3261	5.3410	1.5964	1.0488
40.00	2.3455	5.3846	1.5988	1.0550
50.00	2.3572	5.4112	1.5995	1.0587
60.00	2.3651	5.4291	1.6009	1.0589
80.00	2.3750	5.4516	1.6012	1.0599
100.0	2.3809	5.4652	1.6014	1.0631
∞	2.4048	5.5201	1.6021	1.0648

Коэффициенты для расчета охлаждения (нагрева) шара

Bi	μ_1	μ_2	$+ A_1$	$- A_2$
0.000	0.0000	4,4934	1.0000	0.0000
0.010	0,1730	4,4956	1,0035	0,0046
0.020	0,2445	4,4979	1,0055	0,0091
0.040	0,3450	4,5023	1,0121	0,0182
0.060	0,4217	4,5068	1,0181	0,0273
0.080	0,4860	4,5112	1,0239	0,0363
0.100	0,5423	4,5157	1,0297	0,0454
0.150	0,6609	4,5268	1,0443	0,0679
0.200	0,7593	4,5379	1,0592	0,0894
0.300	0,9208	4,5601	1,0880	0,1345
0.400	1,0528	4,5822	1,1164	0,1781
0.500	1,1656	4,6042	1,1440	0,2216
0.600	1,2644	4,6261	1,1713	0,2633
0.700	1,3525	4,6479	1,1978	0,3048
0.800	1,4320	4,6696	1,2237	0,3455
0.900	1,5044	4,6911	1,2488	0,3854
1.000	1,5708	4,7124	1,2732	0,4244
1.500	1,8366	4,8158	1,3848	0,6067
2.000	2,0288	4,9132	1,4793	0,7673
3.000	2,2889	5,0870	1,6223	1,0288
4.000	2,4557	5,2329	1,7201	1,2253
5.000	2,5704	5,3540	1,7870	1,3733
6.000	2,6537	5,4544	1,8338	1,4860
7.000	2,7165	5,5378	1,8673	1,5731
8.000	2,7654	5,6078	1,8920	1,6409
9.000	2,8044	5,6669	1,9106	1,6949
10.00	2,8363	5,7172	1,9249	1,7381
15.00	2,9476	5,9080	1,9663	1,8766
20.00	2,9930	5,9921	1,9801	1,9235
30.00	3,0406	6,0831	1,9905	1,9626
40.00	3,0651	6,1311	1,9948	1,9780
50.00	3,0801	6,1606	1,9964	1,9856
60.00	3,0901	6,1805	1,9974	1,9901
80.00	3,1028	6,2058	1,9985	1,9942
100.0	3,1105	6,2211	1,9993	1,9962
∞	3,1416	6,2832	2,0000	2,0000

Физические свойства сухого воздуха ($B=760$ мм рт. ст. $\approx 1.01 \cdot 10^5$ Па)

T , °C	ρ , кг/м ³	C_p , кДж/ кг·К	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/м·К	$a \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Pr
-50	1.584	1.013	2.04	12.7	14.6	9.23	0.728
-40	1.515	1.013	2.12	13.8	15.2	10.04	0.728
-30	1.453	1.013	2.20	14.9	15.7	10.80	0.723
-20	1.395	1.009	2.28	16.2	16.2	11.61	0.716
-10	1.342	1.009	2.36	17.4	16.7	12.43	0.712
0	1.293	1.005	2.44	18.8	17.2	13.28	0.707
10	1.247	1.005	2.51	20.0	17.6	14.16	0.705
20	1.205	1.005	2.59	21.4	18.1	15.06	0.703
30	1.165	1.005	2.67	22.9	18.6	16.00	0.701
40	1.128	1.005	2.76	24.3	19.1	16.96	0.699
50	1.093	1.005	2.83	25.7	19.6	17.95	0.698
60	1.060	1.005	2.90	26.2	20.1	18.97	0.696
70	1.029	1.009	2.96	28.6	20.6	20.02	0.694
80	1.000	1.009	3.05	30.2	21.1	21.09	0.692
90	0.972	1.009	3.13	21.9	21.5	22.10	0.690
100	0.946	1.009	3.21	33.6	21.9	23.13	0.688
120	0.898	1.009	3.34	36.8	22.8	25.45	0.686
140	0.854	1.013	3.49	40.3	23.7	27.80	0.684
160	0.815	1.017	3.64	43.9	24.5	30.09	0.682
180	0.779	1.022	3.78	47.5	25.3	32.49	0.681
200	0.746	1.026	3.93	51.4	26.0	34.85	0.680
250	0.674	1.038	4.27	61.0	27.4	40.61	0.677
300	0.615	1.047	4.60	71.6	29.7	48.33	0.674
350	0.566	1.059	4.91	81.9	31.4	55.46	0.676
400	0.524	1.068	5.21	93.1	33.0	63.09	0.678
500	0.456	1.093	5.74	115.3	36.2	79.38	0.687
600	0.404	1.114	6.22	138.3	39.1	96.89	0.699
700	0.362	1.135	6.71	164.4	41.8	115.4	0.076
800	0.329	1.156	7.18	188.8	44.3	134.8	0.713
900	0.301	1.172	7.63	216.2	46.7	155.1	0.717
1000	0.277	1.185	8.07	245.9	49.0	177.1	0.719
1100	0.257	1.197	8.50	276.2	51.2	199.3	0.722
1200	0.239	1.210	9.15	316.5	53.5	233.7	0.724

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Автор будет считать свою задачу выполненной, если читатель почувствует в себе силы не остановиться на достигнутом и продолжить самообразование.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Энергетическое образование URL: <http://www.energyed.ru/>.