

ГОУВПО «Удмуртский государственный университет»  
Институт гражданской защиты  
Кафедра общепрофессиональных дисциплин

## **Методическое пособие по курсу «Теплотехника»**

Ижевск 2010

**УДК 621.1(07)**  
**ББК 31.3р30**  
**К 24**

*Печатается по решению учебно-методического совета ГОУВПО  
«Удмуртский государственный университет»*

Рецензент: Кулагин А.В., к.т.н., доцент кафедры «Сопроотивление материалов»  
ГОУВПО «Ижевский государственный технический университет»

К 24 Методическое пособие по курсу «Теплотехника». /сост. А.И. Карманчиков. Ижевск:  
Изд. «Удмуртский университет», 2010. 89 с.

В методическом пособии представлен лекционный материал и рассматриваются задачи по курсу «Теплотехника». Изучение курса позволяет овладеть основами технической термодинамики, теплопередачи и методами теплового расчета открытых и закрытых систем.

Представленные в пособии теоретический материал и задачи формируют навыки инженерных расчетов, и готовят студентов к изучению последующих курсов технических дисциплин, выполнению курсовых и дипломных работ. Для закрепления полученных теоретических знаний даны условия задач для самостоятельной работы и контрольных работ, со значениями необходимых исходных величин, в соответствии с вариантом работы.

Пособие предназначено для студентов, осваивающих технологию теплоэнергетических расчетов.

**УДК 621.1(07)**  
**ББК 31.3р30**

© Издательство «Удмуртский университет», 2010  
© Карманчиков А.И., 2010

## Предисловие

В методическом пособии представлен лекционный материал по курсу «Теплотехника», имеющий отношение к практическим задачам, представленным в контрольной работе. Изучение курса позволяет овладеть основами технической термодинамики, теплопередачи и методами теплового расчета открытых и закрытых систем. Для закрепления полученных теоретических знаний проанализированы решения типовых задач, даны условия задач для самостоятельной работы и контрольных работ.

Альтернативой выполнения контрольной работы может быть патентоспособное техническое решение (устройство, технология), в основе которого лежат освоенные в курсе теплотехники законы, явления и процессы. Теплотехника уже послужила толчком для многих изобретений, хотя и плохое знание теплотехники может стать поводом к созданию работоспособных (или неработоспособных) конструкций и устройств. Многие изобретатели, вопреки известным законам термодинамики, продолжают создавать «вечный двигатель». Полученные знания открывают широчайшие возможности для создания многих и многих патентоспособных технических решений. Студенты, выбравшие вариант практического освоения материала (изобретательский путь), могут рассчитывать на помощь и поддержку в оформлении заявки на изобретение или полезную модель. Университет может оказать помощь в оплате соответствующих патентных пошлин. Найденное техническое решение может быть положено в основу курсового или дипломного проектирования. Выпускник вуза, являющийся автором изобретения или полезной модели, существенно повышает свою конкурентоспособность на рынке труда. Наличие объектов интеллектуальной собственности говорит о зрелости специалиста, о его творческом потенциале. Вашим девизом должна стать фраза: «Нет предела совершенству!».

Для закрепления полученных теоретических знаний даны условия задач для самостоятельной работы и контрольных работ, со значениями необходимых исходных величин, в соответствии с вариантом работы.

## Введение

Зарождение теплотехники связывают с именем древнегреческого ученого Герона Александрийского (II в.н.э.), построившего с использованием принципа «движущейся силы огня» множество различных паровых машин-игрушек, вершиной которых был прообраз реактивно-турбинного двигателя Эолопил (Эол – бог ветра в греческой мифологии; тогда считали, что вода при нагревании превращается в воздух). Он представлял собой полый металлический шар с впаянными в его противоположные полушария открытыми трубками, загибающимися в разные стороны. При нагревании воды в шаре пар выбрасывался из трубок, создавая реактивные силы, под действием которых шар вращался в трубчатых опорах. Низкий уровень науки и техники и отсутствие потребности в новом двигателе у общества остановили его разработку почти 1700 лет.

В 1681 г. Французский физик Дени Папен (1647-1714) изобрел паровой котел, впервые дал правильное термодинамическое описание процессов в цилиндре своей машины. В 1763 г. Русский инженер И.И.Ползунов (1728-1766) предложил и к 1766 г. построил двигатель работающий на угле, холостой ход исключался благодаря наличию двух цилиндров, работающих на общий вал, парораспределение было автоматическим, однако машина оставалась пароатмосферной. Изобретатель умер до пуска машины, которая после небольшой поломки была остановлена и забыта.

Мировая слава создания первого универсального паропоршневого двигателя досталась английскому изобретателю Джеймсу Уатту (1736-1819).

Опубликование в 1824 г. работы французского инженера Никола Леонар Сади Карно (1796-1832) «Размышления о движущей силе огня и машинах, способных развивать эту силу» осталось почти незамеченным. Это был первый фундаментальный труд по теории теплотехники. Лишь через 10 лет, после «перевода» ее на математический язык в издании «Мемуара о движущей силе теплоты» Бенуа Клайперона (1799-1864), было раскрыто великое содержание этой работы. К середине XIX века труды Р.Майера, Д.Джоуля, Г.Гельмгольца, У.Томсона, Р.Клаузиуса, У.Ренкина и других ученых позволили окончательно сформулировать закон сохранения и превращения энергии, были введены понятия обратимых и необратимых процессов и энтропии. Так был заложен фундамент одного из разделов теплотехники – технической термодинамики.

## Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах

Основными процессами, весьма важными и в теоретическом, и в прикладном отношении, являются: изохорный, протекающий при постоянном объеме; изобарный, протекающий при постоянном давлении; изотермический, происходящий при постоянной температуре; адиабатный — процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой, и политропный, удовлетворяющий уравнению:

$$pv^n = \text{const}.$$

Метод исследования процессов, не зависящий от их особенностей и являющийся общим, состоит в следующем:

- выводится уравнение процесса, устанавливающее связь между начальными и конечными параметрами рабочего тела в данном процессе;
- вычисляется работа изменения объема газа;
- определяется количество теплоты, подведенной (или отведенной) к газу в процессе;
- определяется изменение внутренней энергии системы в процессе;
- определяется изменение энтропии системы в процессе.

**Изохорный процесс.** При изохорном процессе выполняется условие

$dv = 0$  или  $v = \text{const}$ . Из уравнения состояния идеального газа следует, что  $p/T = R/v = \text{const}$ , т. е. давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1.$$

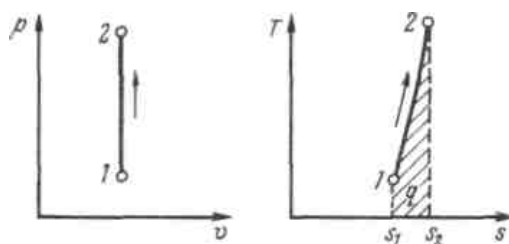


Рис. 1. Изображение изохорного процесса в  $p, v$ - и  $T, s$ -координатах

Работа расширения в этом процессе равна нулю, так как  $dv = 0$ .

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе 12 при  $c_v = \text{const}$ , определяется как:

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

При переменной теплоемкости  $q = c_{v\text{ср}} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = c_{v\text{ср}} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{v\text{ср}} \Big|_0^{t_1} t_1$ ,

где  $c_{v\text{ср}}$  — средняя массовая изохорная теплоемкость в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$ .

Так как  $l = 0$ , то в соответствии с первым законом термодинамики  $\Delta u = q$  и

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) \text{ при } c_v = \text{const};$$

$$\Delta u = c_{v\text{ср}} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) \text{ при } c_v = \text{var}.$$

Поскольку внутренняя энергия идеального газа является функцией только его температуры, то полученные формулы справедливы для любого термодинамического процесса идеального газа.

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется по формуле

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(T_2/T_1),$$

т. е. зависимость энтропии от температуры на изохоре при  $c_v = \text{const}$  имеет логарифмический характер.

**Изобарный процесс.** Из уравнения состояния идеального газа при  $p = \text{const}$  находим  $v/T = R/p = \text{const}$ , или  $v_2/v_1 = T_2/T_1$ , т. е. в изобарном процессе объем газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака, 1802 г.). На рисунке изображен график процесса.

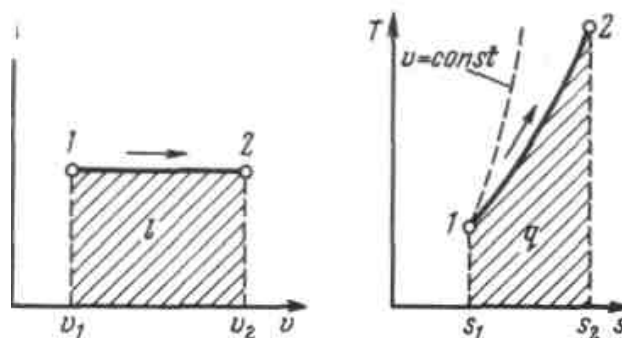


Рис. 2. Изображение изобарного процесса в  $p, v$ - и  $T, s$ -координатах

Из выражения  $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$  следует, что  $l = p(v_2 - v_1)$ .

Так как  $pv_1 = RT_1$  и  $pv_2 = RT_2$ , то одновременно

$$l = R(T_2 - T_1)$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при нагревании (или отдаваемое им при охлаждении):

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_{p\text{ср}} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1),$$

где  $c_{p\text{ср}}$  — средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от  $t_1$  до  $t_2$  при  $c_p = \text{const}$

$$q = c_p (t_2 - t_1).$$

Изменение энтропии при  $c_p = \text{const}$  согласно равно

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1),$$

т. е. температурная зависимость энтропии при изобарном процессе тоже имеет логарифмический характер, но поскольку  $c_p > c_v$ , то изобара в  $T,s$ -диаграмме идет более полого, чем изохора.

**Изотермический процесс.** При изотермическом процессе температура постоянна, следовательно,  $pv = RT = \text{const}$ , или

$$p_2/p_1 = v_2/v_1,$$

т. е. давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении — падает (закон Бойля — Мариотта, 1662 г.).

Графиком изотермического процесса в  $p,v$ -координатах является равнобокая гиперболa, для которой координатные оси служат асимптотами.

Работа процесса:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} RT dv/v = RT \ln(v_2/v_1) = RT \ln(p_1/p_2).$$

Так как температура не меняется, то внутренняя энергия идеального газа в данном процессе остается постоянной ( $\Delta u = 0$ ) и вся подводимая к газу теплота полностью превращается в работу расширения:

$$q = l.$$

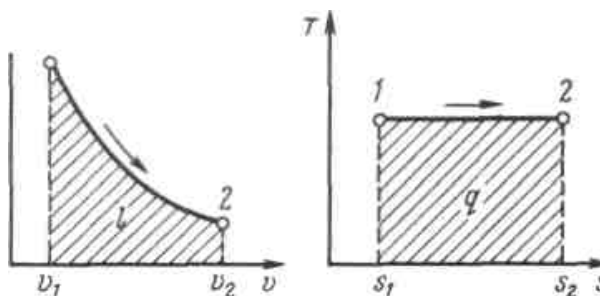


Рис. 3. Изображение изотермического процесса в  $p, v$ - и  $T, s$ -координатах

При изотермическом сжатии от газа отводится теплота в количестве, равном затраченной на сжатие работе.

Изменение энтропии в изотермическом процессе выражается формулой

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q / T = q / T = R \ln(p_1 / p_2) = R \ln(v_2 / v_1).$$

**Адиабатный процесс.** Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, называется адиабатным, т. е.  $\delta q = 0$ . Для того чтобы осуществить такой процесс, следует либо теплоизолировать газ, т. е. поместить его в адиабатную оболочку, либо провести процесс настолько быстро, чтобы изменение температуры газа, обусловленное его теплообменом с окружающей средой, было пренебрежимо мало по сравнению с изменением температуры, вызванным расширением или сжатием газа. Как правило, это возможно, ибо теплообмен происходит значительно медленнее, чем сжатие или расширение газа.

Уравнения первого закона термодинамика для адиабатного процесса принимают вид:  $c_p dT - v dp = 0$ ;  $c_v dT + p dv = 0$ . Поделив первое уравнение на второе, получим



$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{v dp}{p dv}, \text{ или } k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}.$$

Интегрируя последнее уравнение при условии, что  $k = c_p/c_v = \text{const}$ , находим

$$k \int_{v_1}^{v_2} dv/v = - \int_{p_1}^{p_2} dp/p \text{ и } k \ln(v_2/v_1) = \ln(p_2/p_1).$$

После потенцирования имеем

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$$

Это и есть уравнения адиабаты идеального газа при постоянном отношении теплоемкостей ( $k = \text{const}$ ). Величина

$$k = c_p/c_v$$

называется показателем адиабаты. Подставив  $c_p = c_v + R$ , получим  $k$ . Согласно классической кинетической теории теплоемкость газов не зависит от температуры, поэтому можно считать, что величина  $k$  также не зависит от температуры и определяется числом степеней свободы молекулы. Для одноатомного газа  $k=1,66$  для двухатомного  $k=1,4$ , для трех- и многоатомных газов  $k=1,33$ .

Поскольку  $k > 1$ , то в координатах  $p, v$  линия адиабаты идет круче линии изотермы: при адиабатном расширении давление понижается быстрее, чем при изотермическом, так как в процессе расширения уменьшается температура газа.

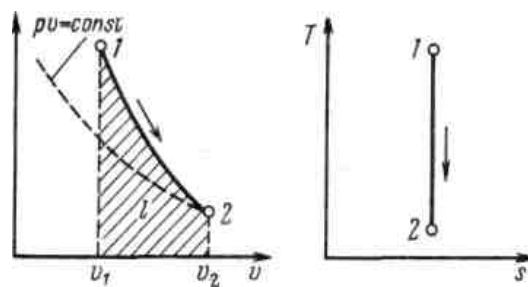


Рис. 4. Изображение адиабатного процесса в  $p, v$ - и  $T, s$ -координатах

Определив из уравнения состояния, написанного для состояний 1 и 2, отношение объемов или давлений, получим уравнение адиабатного процесса в форме, выражающей зависимость температуры от объема или давления:

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1};$$

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}.$$

Работа расширения при адиабатном процессе согласно первому закону термодинамики совершается за счет уменьшения внутренней энергии и может быть вычислена по одной из следующих формул:

$$l = -\Delta u = c_v(T_2 - T_1) = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2).$$

Так как  $p_1v_1 = RT_1$  и  $p_2v_2 = RT_2$ , то

$$l = \frac{1}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2).$$

В данном процессе теплообмен газа с окружающей средой исключается, поэтому  $q=0$ . Выражение  $c = \delta q / dT$  показывает, что теплоемкость адиабатного процесса равна нулю.

Поскольку при адиабатном процессе  $\delta q = 0$ , энтропия рабочего тела не изменяется ( $ds=0$  и  $s=\text{const}$ ). Следовательно, на  $T,s$ -диаграмме адиабатный процесс изображается вертикалью.

**Политропный процесс и его обобщающее значение.** Любой произвольный процесс можно описать в  $p,v$ -координатах (по крайней мере на небольшом участке) уравнением

$$pv^n = \text{const},$$

подбирая соответствующее значение  $n$ . Процесс, описываемый таким уравнением, называется политропным. Показатель политропы  $n$  может принимать любое численное значение в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , но для данного процесса он является величиной постоянной.

Из уравнения Клапейрона нетрудно получить выражения, устанавливающие связь между  $p$ ,  $v$  и  $T$  в любых двух точках на политропе, аналогично тому, как это было сделано для адиабаты:

$$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n; \quad T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{n-1}; \quad T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{n-1/n}. \quad (1)$$

Работа расширения газа в политропном процессе имеет вид  $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ .

Так как для политропы в соответствии с (1)

$$p = p_1(v_1/v)^n,$$

то

$$l = p_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} dv/v^n = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (2)$$

Уравнение (5.1) можно преобразовать к виду:

$$\begin{cases} l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); \\ l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left( 1 - \frac{T_2}{T_1} \right); \\ l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{cases}$$

Количество подведенной (или отведенной) в процессе теплоты можно определить с помощью уравнения первого закона термодинамики:  $q = (u_2 - u_1) + l$ .

Поскольку  $u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$ ;  $l = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1)$ , то

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} = c_n (T_2 - T_1),$$

где

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}$$

представляет собой теплоемкость идеального газа в политропном процессе. При постоянных  $c_v$ ,  $k$  и  $n$  теплоемкость  $c_n = \text{const}$ , поэтому политропный процесс иногда определяют как процесс с постоянной теплоемкостью.

Изменение энтропии

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Политропный процесс имеет обобщающее значение, ибо охватывает всю совокупность основных термодинамических процессов. Ниже приведены характеристики термодинамических процессов (см табл. 1).

Таблица 1

**Характеристики термодинамических процессов**

Процесс	$n$	$c_n$
Изохорный	$+\infty$	$c_v$
Изобарный	$0$	$c_p$
Изотермический	$1$	$\infty$
Адиабатный	$k$	$0$

На рисунке показано взаимное расположение на  $p, V$ - и  $T, s$ -диаграммах политропных процессов с разными значениями показателя политропы. Все процессы начинаются в одной точке («в центре»).

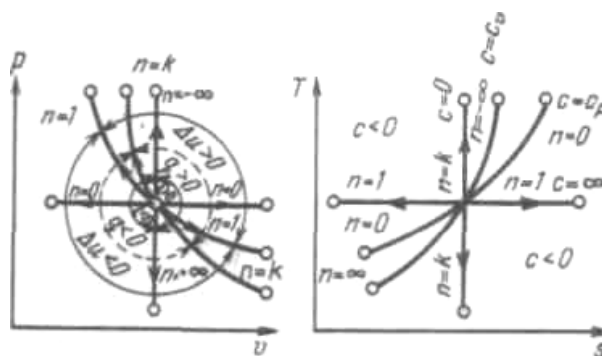


Рис. 5. Изображение основных термодинамических процессов идеального газа в  $p, v$ - и  $T, s$ -координатах

Изохора ( $n = \pm\infty$ ) делит поле диаграммы на две области: процессы, находящиеся правее изохоры, характеризуются положительной работой, так как сопровождаются расширением рабочего тела; для процессов, расположенных левее изохоры, характерна отрицательная работа.

Процессы, расположенные правее и выше адиабаты, идут с подводом теплоты к рабочему телу; процессы, лежащие левее и ниже адиабаты, протекают с отводом теплоты.

Для процессов, расположенных над изотермой ( $n = 1$ ), характерно увеличение внутренней энергии газа; процессы, расположенные под изотермой, сопровождаются уменьшением внутренней энергии.

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную теплоемкость, так как  $\delta q$  и  $du$  (а следовательно, и  $dT$ ), имеют в этой области противоположные знаки. В таких процессах  $|l| > |q|$ , поэтому на производство работы при расширении тратится не только подводимая теплота, но и часть внутренней энергии рабочего тела.

### Эксергия

Основываясь на втором начале термодинамики, установим количественное соотношение между работой, которая могла бы быть совершена системой при данных внешних условиях в случае протекания в ней равновесных процессов, и действительной работой, производимой в тех же условиях, при неравновесных процессах.

Рассмотрим изолированную систему, состоящую из горячего источника с температурой  $T_1$ , холодного источника (окружающей среды) с температурой  $T_0$  и рабочего тела, совершающего цикл.

Работоспособностью (или эксергией) теплоты  $Q_1$ , отбираемой от горячего источника с температурой  $T_1$ , называется максимальная полезная работа, которая может быть получена за счет этой теплоты при условии, что холодным источником является окружающая среда с температурой  $T_0$ .

Из предыдущего ясно, что максимальная полезная работа  $L'_{\text{макс}}$  теплоты  $Q_1$  представляет собой работу равновесного цикла Карно, осуществляемого в диапазоне температур  $T_1 - T_0$ .

$$L'_{\text{макс}} = \eta_t Q_1,$$

где  $\eta_t = 1 - T_0/T_1$ .

Таким образом, эксергия теплоты  $Q_1$

$$L'_{\text{макс}} = Q_1(1 - T_0/T_1),$$

т. е. работоспособность теплоты тем больше, чем меньше отношение  $T_0/T_1$ . При  $T_1 = T_0$  она равна нулю.

Полезную работу, полученную за счет теплоты  $Q_1$  горячего источника, можно представить в виде  $L_1 = Q_1 - Q_2$ , где  $Q_2$  — теплота, отдаваемая в цикле холодному источнику (окружающей среде) с температурой  $T_0$ .

Если через  $\Delta S_{хол}$  обозначить приращение энтропии холодного источника, то  $Q_2 = T_0 \Delta S_{хол}$ , тогда

$$L' = Q_1 - T_0 \Delta S_{хол}. \quad (3)$$

Если бы в рассматриваемой изолированной системе протекали только равновесные процессы, то энтропия системы оставалась бы неизменной, а увеличение энтропии холодного источника  $\Delta S_{хол}$  равнялось бы уменьшению энтропии горячего. В этом случае за счет теплоты  $Q_1$  можно было бы получить максимальную полезную работу

$$L'_{\max} = Q_1 - T_0 \Delta S_{гор}$$

что следует из уравнения (5.3).

Действительное количество работы, произведенной в этих же условиях, но при неравновесных процессах, определяется уравнением (3).

Таким образом, потерю работоспособности теплоты можно записать как  $\Delta L = L'_{\max} - L' = T_0 (\Delta S_{хол} - \Delta S_{гор})$ , но разность  $(\Delta S_{хол} - \Delta S_{гор})$  представляет собой изменение энтропии рассматриваемой изолированной системы, поэтому

$$\Delta L = T_0 \Delta S_{сист}. \quad (4)$$

Величина  $\Delta L$  определяет потерю работы, обусловленную рассеиванием энергии вследствие неравновесности протекающих в системе процессов. *Чем больше неравновесность процессов, мерой которой является увеличение энтропии изолированной системы  $\Delta S_{сист}$ , тем меньше производимая системой работа.*

Уравнение (4) называют уравнением Гюи — Стодолы по имени французского физика М. Гюи, получившего это уравнение в 1889 г., и словацкого теплотехника А. Стодолы, впервые применившего это уравнение.

## Термодинамические процессы реальных газов

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который широко используется во многих отраслях техники, и прежде всего в теплоэнергетике, где он является основным рабочим телом. Поэтому исследование термодинамических свойств воды и водяного пара имеет большое практическое значение.

**Процесс парообразования. Основные понятия и определения.** Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  поместим в цилиндр с подвижным поршнем. Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу  $P$ . Тогда при площади поршня  $F$  давление будет постоянным и равным  $p=P/F$ . Изобразим процесс парообразования, т. е. превращения вещества из жидкого состояния в газообразное, в  $p, v$ -диаграмме

Начальное состояние воды, находящейся под давлением  $p$  и имеющей температуру  $0^{\circ}\text{C}$ , изобразится на диаграмме точкой  $a_0$ . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до тех пор, пока не достигнет температуры кипения  $t_s$ , соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при  $t=4^{\circ}\text{C}$ , а затем начинает возрастать. (Такой аномалией — увеличением плотности при нагревании в некотором диапазоне температур — обладают немногие жидкости. У большинства жидкостей удельный объем при нагревании увеличивается монотонно). Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой  $a'$ .

При дальнейшем подводе теплоты начинается кипение воды с сильным увеличением объема. В цилиндре теперь находится двухфазная среда — смесь воды и пара, называемая влажным насыщенным паром. По мере подвода теплоты количество жидкой фазы уменьшается, а паровой — растет. Температура смеси при этом остается неизменной и равной  $t_s$ , так как вся теплота расходуется на испарение жидкой фазы. Следовательно — процесс парообразования на этой стадии является изобарно-изотермическим. Наконец, последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется сухим насыщенным. Состояние его изображается точкой  $a''$ .

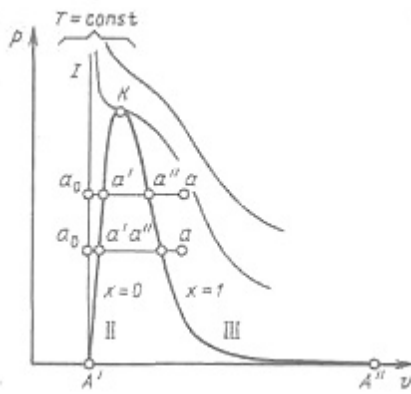


Рис. 6. p,v-диаграмма водяного пара

Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. В паровом пространстве при этом равновесном состоянии находится максимально возможное при данной температуре число молекул. При увеличении температуры количество молекул, обладающих энергией, достаточной для вылета в паровое пространство, увеличивается. Равновесие восстанавливается за счет возрастания давления пара, которое ведет к увеличению его плотности и, следовательно, количества молекул, в единицу времени конденсирующихся на поверхности воды. Отсюда следует, что давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией его температуры, или, что тоже самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция его давления.

При увеличении объема над поверхностью жидкости, имеющей температуру насыщения, некоторое количество жидкости переходит в пар, при уменьшении объема «излишний» пар снова переходит в жидкость, но в обоих случаях давление пара остается постоянным.

Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется сухим насыщенным паром. Его удельный объем и температура являются функциями давления. Поэтому состояние сухого пара можно задать любым из параметров — давлением, удельным объемом или температурой.



Двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем каплями жидкости, называется влажным насыщенным паром. Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется степенью сухости пара и обозначается буквой  $x$ . Массовая доля кипящей воды во влажном паре, равная  $1-x$ , называется степенью влажности. Для кипящей жидкости  $x=0$ , а для сухого насыщенного пара  $x=1$ . Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения  $t_s$ , определяющей это давление) и степенью сухости пара.

При сообщении сухому пару теплоты при том же давлении его температура будет увеличиваться, пар будет перегреваться. Точка  $a$  изображает состояние перегретого пара и в зависимости от температуры пара может лежать на разных расстояниях от точки  $a''$ . Таким образом, перегретым называется пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления.

Так как удельный объем перегретого пара при том же давлении больше, чем насыщенного, то в единице объема перегретого пара содержится меньшее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью. Состояние перегретого пара, как и любого газа, определяется двумя любыми независимыми параметрами.

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка  $a_0$ , соответствующая состоянию 1 кг воды при  $0^\circ\text{C}$  и новом давлении, остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка  $a'$  смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же касается пара (точка  $a''$ ), то, несмотря на увеличение температуры кипения, удельный объем пара все-таки падает из-за более сильного влияния растущего давления.

Поскольку удельный объем жидкости растет, а пара падает, то при постоянном увеличении давления мы достигнем такой точки, в которой удельные объемы жидкости и пара сравняются. Эта точка называется критической. В критической точке различия между жидкостью и паром исчезают. Для воды параметры критической точки  $K$  составляют:  $p_{кр}=221,29 \cdot 10^5$  Па;  $t_{кр}=374,15^\circ\text{C}$ ;  $v_{кр}=0,00326$  м<sup>3</sup>/кг.

Критическая температура — это максимально возможная температура сосуществования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Название этой фазы (жидкость или перегретый пар) в какой-то степени условно и определяется обычно ее температурой. Все газы являются сильно перегретыми сверх  $T_{кр}$  парами. Чем выше температура перегрева (при данном давлении), тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу.

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее тройной точке. Под последней понимается то единственное состояние, в котором могут одновременно находиться в равновесии пар, вода и лед (точка  $A'$  на рис. 6.). Параметры тройной точки для воды:  $p_0 = 611$  Па;  $t_0 = 0,01$  °С;  $v_0 = 0,00100$  м<sup>3</sup>/кг. Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении  $p_0 = 611$  Па, показан на диаграмме изобарой  $A'A''$ , которая практически совпадает с осью абсцисс. При более низких давлениях пар может сосуществовать лишь в равновесии со льдом. Процесс образования пара непосредственно из льда называется сублимацией.

Если теперь соединить одноименные точки плавными кривыми, то получим нулевую изотерму I, каждая точка которой соответствует состоянию 1 кг воды при 0°С и давлению  $p$ , нижнюю пограничную кривую II, представляющую зависимость от давления удельного объема жидкости при температуре кипения, и верхнюю пограничную кривую III, дающую зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления.

Все точки горизонталей между кривыми  $II$  и  $III$  соответствуют состояниям влажного насыщенного пара, точки кривой  $II$  определяют состояние кипящей воды, точки кривой  $III$  — состояния сухого насыщенного пара. Влево от кривой  $II$  до нулевой изотермы лежит область не кипящей однофазной жидкости, вправо от кривой  $III$  — область перегретого пара. Таким образом, кривые  $II$  и  $III$  определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называются пограничными. Выше точки  $K$ , где пограничных кривых нет,

находится область однофазных состояний, в которой нельзя провести четкой границы между жидкостью и паром.

**Определение параметров воды и пара.** Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара. В этих таблицах термодинамические величины со штрихом относятся к воде, нагретой до температуры кипения, а величины с двумя штрихами — к сухому насыщенному пару.

Поскольку для изобарного процесса подведенная к жидкости теплота  $q = h_1 - h_2$ , то, применив это соотношение к процессу  $a'a''$ , получим

$$q = r = h'' - h'.$$

Величина  $r$  называется теплотой парообразования и определяет количество теплоты, необходимое для превращения одного килограмма воды в сухой насыщенный пар той же температуры.

Приращение энтропии в процессе парообразования определяется формулой

$$s'' - s' = \int \frac{\delta q}{T} = \frac{1}{T_s} \int \delta q = \frac{r}{T_s}.$$

За нулевое состояние, от которого отсчитываются величины  $s'$ , принято состояние воды в тройной точке. Так как состояние кипящей воды и сухого насыщенного пара определяется только одним параметром, то по известному давлению или температуре из таблиц воды и водяного пара берутся значения  $v', v'', h', h'', s', s'', r$ .

Удельный объем  $v_x$ , энтропия  $s_x$  и энтальпия  $h_x$  влажного насыщенного пара определяются по правилу аддитивности. Поскольку в 1 кг влажного пара содержится  $x$  кг сухого и  $(1 - x)$  кг кипящей воды, то

$$v_x = xv'' + (1 - x)v' = v'' + x(v'' - v').$$

Аналогично

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T;$$

$$h_x = h' + x(h'' - h') = h' + xr;$$

Непосредственно из таблиц взять параметры влажного пара нельзя. Их определяют по приведенным выше формулам по заданному давлению (или температуре) и степени сухости.

Однофазные состояния не кипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами. По заданным давлению и температуре из таблиц воды и перегретого пара находят значения  $v$ ,  $h$ ,  $s$ .

**$T,s$ -диаграмма водяного пара.** Для исследования различных процессов с водяным паром кроме таблиц используется  $T, s$ -диаграмма. Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в  $T, s$ -координаты.

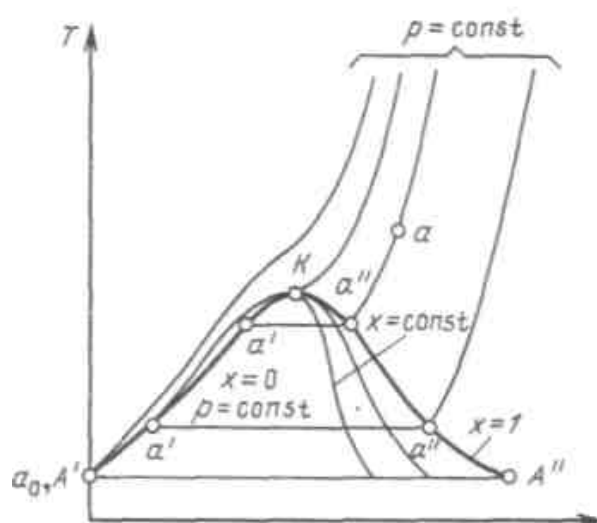


Рис. 7.  $T,s$  - диаграмма водяного пара

Состояние воды в тройной точке ( $s_0 = 0$ ;  $T_0 = 273,16$  К) изображается в диаграмме точкой  $A'$ . Откладывая на диаграмме для разных температур значения  $s'$  и  $s''$ , получим нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Влево от нижней пограничной кривой располагается область жидкости, между пограничными кривыми — двухфазная область влажного насыщенного пара, вправо и вверх от верхней пограничной кривой — область перегретого пара.

На диаграмму наносят изобары, изохоры и линии постоянной степени сухости, для чего каждую изобару  $a'a''$  делят на одинаковое число частей и соединяют соответствующие точки линиями  $x = \text{const}$ . Область диаграммы, лежащая ниже нулевой изотермы, отвечает различным состояниям смеси пар+лед.

$h,s$  - диаграмма водяного пара. Если за независимые параметры, определяющие состояние рабочего тела, принять энтропию  $s$  и энтальпию  $h$ , то каждое состояние можно изобразить точкой на  $h,s$ -диаграмме.

На рис. 8 изображена  $h, s$ -диаграмма для водяного пара, которая строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в  $h, s$ -координаты.

За начало координат принято состояние воды в тройной точке. Откладывая на диаграмме для различных давлений значения  $s'$  и  $h''$  для воды при температуре кипения, а также  $s''$  и  $h''$  для сухого насыщенного пара, получаем нижнюю и верхнюю пограничные кривые.

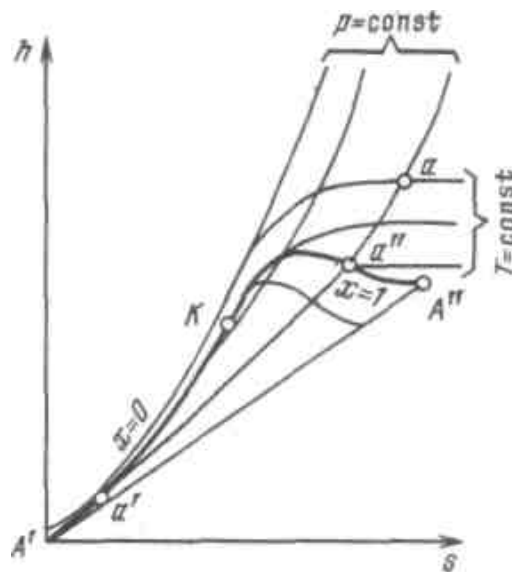


Рис 8.  $h,s$  - диаграмма водяного пара

Изобары в двухфазной области влажного пара представляют собой пучок расходящихся прямых. Действительно, в процессе  $p=\text{const}$   $ds = \delta q_p / T = dh/T$ , или  $(\partial h / \partial s)_p = T$ , т.е. тангенс угла наклона изобары в  $h,s$ -координатах численно равен абсолютной температуре данного состояния. Так как в области насыщения изобара совпадает с изотермой, тангенс угла наклона постоянен и изобара является прямой. Чем выше давление насыщения, тем выше температура, тем больше тангенс угла наклона изобары, поэтому в области насыщения прямые  $p = \text{const}$  расходятся. Чем больше давление, тем выше лежит изобара. Критическая точка  $K$  лежит не на вершине, как это было в  $p,v$ - и  $T,s$ -диаграммах, а на левом склоне пограничной кривой.

В области перегрева температура пара (при постоянном давлении) растет с увеличением  $s$  примерно по логарифмической кривой и крутизна изобары увеличивается. Аналогичный характер имеют изобары и в области воды, но они идут так близко от пограничной кривой, что практически сливаются с ней.

При низких давлениях и относительно высоких температурах перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу. Так как в изотермическом процессе энтальпия идеального газа не изменяется, изотермы сильно перегретого пара идут горизонтально. При приближении к области насыщения, т. е. к верхней пограничной кривой, свойства перегретого пара значительно отклоняются от свойств идеального газа и изотермы искривляются.

В  $h,s$ -диаграмме водяного пара нанесены также линии  $v=\text{const}$ , идущие круче изобар.

Обычно всю диаграмму не выполняют, а строят только ее верхнюю часть, наиболее употребительную в практике расчетов. Это дает возможность изображать ее в более крупном масштабе. Для любой точки на этой диаграмме можно найти  $p$ ,  $v$ ,  $t$ ,  $h$ ,  $s$ ,  $x$ . Большое достоинство диаграммы состоит в том, что количество теплоты в изобарном процессе равно разности ординат конечной и начальной точек процесса и изображается отрезком вертикальной прямой, а не площадью как в  $T,s$ -диаграмме, поэтому  $h,s$ -диаграмма исключительно широко используется при проведении тепловых расчетов.

## **Основные термодинамические процессы водяного пара.**

Для анализа работы паросиловых установок существенное значение имеют изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы. Расчет этих процессов можно выполнить либо с помощью таблицы воды и водяного пара, либо с помощью  $h,s$ -диаграммы. Первый способ более точен, но второй более прост и нагляден.

Общий метод расчета по  $h,s$ -диаграмме состоит в следующем. По известным параметрам наносится начальное состояние рабочего тела, затем проводится линия процесса и определяются его параметры в конечном состоянии. Далее вычисляется

изменение внутренней энергии, определяются количества теплоты и работы в заданном процессе.

**Изохорный процесс.** Из диаграммы на рисунке видно, что нагреванием при постоянном объеме влажный пар можно перевести в сухой насыщенный и перегретый. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Это означает, что изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую.

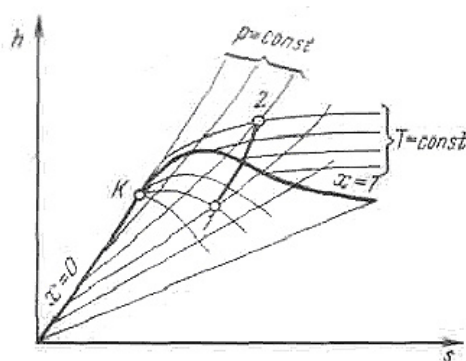


Рис 9. Изохорный процесс водяного пара

Изменение внутренней энергии водного пара при  $v = \text{const}$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1).$$

Данная формула справедлива и для всех без исключения остальных термодинамических процессов.

В изохорном процессе работа  $l = 0$ , поэтому подведенная теплота расходуется (в соответствии с первым законом термодинамики) на увеличение внутренней энергии пара:

$$q = u_2 - u_1$$

**Изобарный процесс.** При подводе теплоты к влажному насыщенному пару его степень сухости увеличивается и он (при постоянной температуре) переходит в сухой, а при дальнейшем подводе теплоты — в перегретый пар (температура пара при этом растет). При отводе теплоты влажный пар конденсируется при  $T_s = \text{const}$ .

Полученная в процессе теплота равна разности энтальпий:

$$q = h_2 - h_1.$$

Работа процесса подсчитывается по формуле:

$$l = p(v_2 - v_1).$$

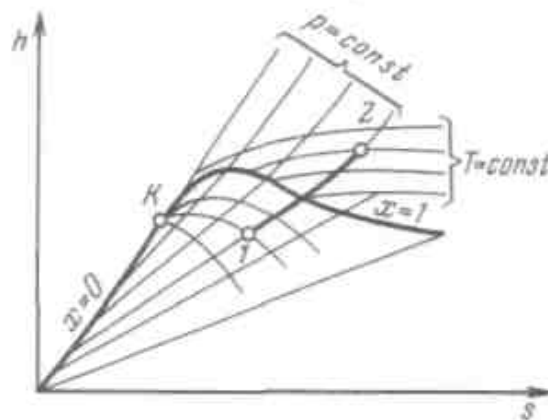


Рис. 10. Изобарный процесс водяного пара

**Изотермический процесс.** Внутренняя энергия водяного пара в процессе  $T = \text{const}$  не остается постоянной (как у идеального газа), так как изменяется ее потенциальная составляющая. Величина  $\Delta u$  находится по формуле  $\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1)$ .

Количество полученной в изотермическом процессе теплоты равно

$$q = T(s_2 - s_1).$$

Работа расширения определяется из первого закона термодинамики:

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

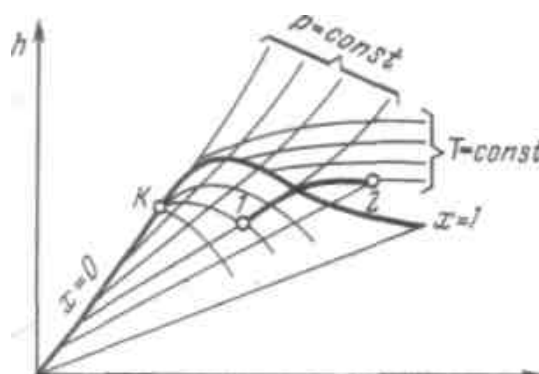


Рис. 11. Изотермический процесс водяного пара

**Адиабатный процесс.** При адиабатном расширении давление и температура пара уменьшаются, и перегретый пар становится сначала сухим, а затем влажным. Работа адиабатного процесса определяется выражением



$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2).$$

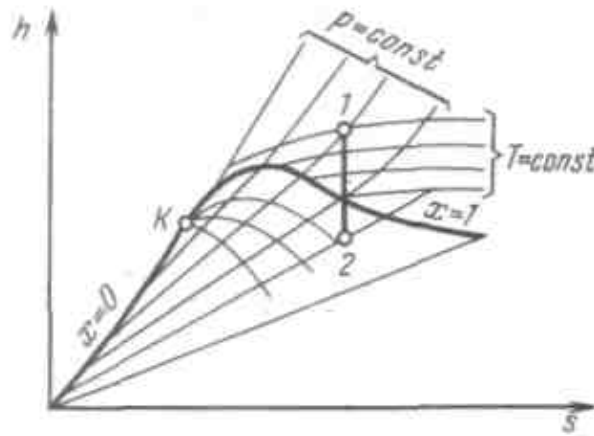


Рис. 12. Адиабатный процесс водяного пара

### Уравнение состояния реальных газов

В реальных газах в отличие от идеальных существенны силы межмолекулярных взаимодействий (силы притяжения, когда молекулы находятся на значительном расстоянии, и силы отталкивания при достаточном сближении их друг с другом) и нельзя пренебречь собственным объемом молекул.

Наличие межмолекулярных сил отталкивания приводит к тому, что молекулы могут сближаться между собой только до некоторого минимального расстояния. Поэтому можно считать, что свободный для движения молекул объем будет равен  $v - b$ , где  $b$  — тот наименьший объем, до которого можно сжать газ. В соответствии с этим длина свободного пробега молекул уменьшается и число ударов о стенку в единицу времени, а следовательно, и давление увеличивается по сравнению с идеальным газом в отношении  $v/(v - b)$ , т. е.

$$p = \frac{RT}{v} \frac{v}{(v - b)} = \frac{RT}{v - b}.$$

Силы притяжения действуют в том же направлении, что и внешнее давление, и приводят к возникновению молекулярного (или внутреннего) давления. Сила молекулярного притяжения каких-либо двух малых частей газа пропорциональна произведению числа молекул в каждой из этих частей, т. е. квадрату плотности,

поэтому молекулярное давление обратно пропорционально квадрату удельного объема газа:  $p_{\text{мол}} = a/v^2$ , где  $a$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от природы газа.

Отсюда получаем уравнение Ван-дер-Ваальса (1873 г.):

$$p + a/v^2 = RT/(v - b),$$

или

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT.$$

При больших удельных объемах и сравнительно невысоких давлениях реального газа уравнение Ван-дер-Ваальса практически вырождается в уравнение состояния идеального газа Клапейрона, ибо величина  $a/v^2$  (по сравнению с  $p$ ) и  $b$  (по сравнению с  $v$ ) становятся пренебрежимо малыми.

Уравнение Ван-дер-Ваальса с качественной стороны достаточно хорошо описывает свойства реального газа, но результаты численных расчетов не всегда согласуются с экспериментальными данными. В ряде случаев эти отклонения объясняются склонностью молекул реального газа к ассоциации в отдельные группы, состоящие из двух, трех и более молекул. Ассоциация происходит вследствие несимметричности внешнего электрического поля молекул. Образовавшиеся комплексы ведут себя как самостоятельные нестабильные частицы. При столкновениях они распадаются, затем вновь объединяются уже с другими молекулами и т. д. По мере повышения температуры концентрация комплексов с большим числом молекул быстро уменьшается, а доля одиночных молекул растет. Большую склонность к ассоциации проявляют полярные молекулы водяного пара.

### **Термодинамическая эффективность циклов теплосиловых установок**

Наибольший термический КПД в заданном диапазоне температур имеет цикл Карно. При его осуществлении предполагается использование горячего источника с постоянной температурой, т. е. фактически с бесконечной теплоемкостью. Между тем на практике в работу превращается теплота продуктов сгорания топлива, теплоемкость которых конечна. Отдавая теплоту, они охлаждаются, поэтому

осуществить изотермическое расширение рабочего тела при максимальной температуре горения не удастся. В этих условиях необходимо установить общие принципы, определяющие наибольшую термодинамическую эффективность теплосилового цикла, в частности, с позиций потери эксергии.

Эксергетический и термический коэффициенты полезного действия позволяют оценивать термодинамическое совершенство протекающих в тепловом аппарате процессов с разных сторон. Термический КПД, а также связанный с ним метод тепловых балансов позволяют проследить за потоками теплоты, в частности рассчитать, какое количество теплоты превращается в том или ином аппарате в работу, а какое выбрасывается с неиспользованным (например, отдается холодному источнику). Потенциал этой сбрасываемой теплоты, ее способность еще совершить какую-либо полезную работу метод тепловых балансов не рассматривает.

Эксергетический метод, наоборот, позволяет проанализировать качественную сторону процесса превращения теплоты в работу, выявить причины и рассчитать потери работоспособности потока рабочего тела и теплоты, а значит, и предложить методы их ликвидации, что позволит увеличить эксергетический КПД и эффективность работы установки. Поэтому в дальнейшем анализе эффективности работы тепловых установок мы будем параллельно пользоваться как эксергетическим методом, так и методом балансов теплоты.

Назначением теплосиловых установок является производство полезной работы за счет теплоты. Источником теплоты служит топливо, характеризующееся определенной теплотой сгорания  $Q$ . Максимальная полезная работа  $L_{\text{макс}}$ , которую можно получить, осуществляя любую химическую реакцию (в том числе и реакцию горения топлива), определяется соотношением Гиббса (1839—1903) и Гельмгольца (1821—1894), получаемым в химической термодинамике:

$$L_{\text{макс}} = Q + TdL_{\text{макс}}/dT$$

Эта работа может быть меньше теплоты сгорания  $Q$ , а может быть и больше, в зависимости от знака  $dL_{\text{макс}}/dT$ . Расчеты показывают, что для большинства ископаемых топлив  $L_{\text{макс}} \approx Q$ . Таким образом, эксергия органического топлива (в расчете на единицу его массы) примерно равна теплоте его сгорания, т. е. теоретически в работу можно превратить весь тепловой эффект реакции, например, в топливных элементах. Физически это понятно, поскольку в своей основе химическая реакция связана с переходом электронов в веществе; организовав этот переход, можно сразу получить электрический ток.

В теплосиловых установках энергия топлива сначала превращается в тепловую путем его сжигания, а полученная теплота используется для выработки механической энергии. Поскольку горение — неравновесный процесс, он связан с потерей работоспособности тем большей, чем ниже температура  $T_1$  получаемых продуктов сгорания. В современных паровых котлах, например, где теоретическая температура горения достигает  $2000^\circ\text{C}$  и более, потери эксергии при горении составляют 20—30%.

Выше уже отмечалось, что основными причинами, снижающими эффективность тепловых процессов, являются трение и теплообмен при конечной разности температур. Вредное влияние трения не нуждается в пояснениях. Рассмотрим передачу теплоты от продуктов сгорания топлива к воде и пару в паровом котле.

Продукты сгорания, охлаждаясь в изобарном процессе 1-2 (рис. 6), отдают теплоту  $Q_{\text{г}} = m_{\text{г}}(h_{1\text{г}} - h_{2\text{г}})$ , которая затрачивается на нагрев воды (линия 3-4), ее испарение (линия 4-5) и перегрев пара до нужной температуры (линия 5-6). Если не учитывать теплотопери в окружающую среду, то количество теплоты, отданной газами, будет равно количеству теплоты  $Q_{\text{п}} = D(h_6 - h_3)$ , воспринятой водой и паром:  $Q_{\text{г}} = Q_{\text{п}}$  или  $m_{\text{г}}(h_{1\text{г}} - h_{2\text{г}}) = D(h_6 - h_3)$ .

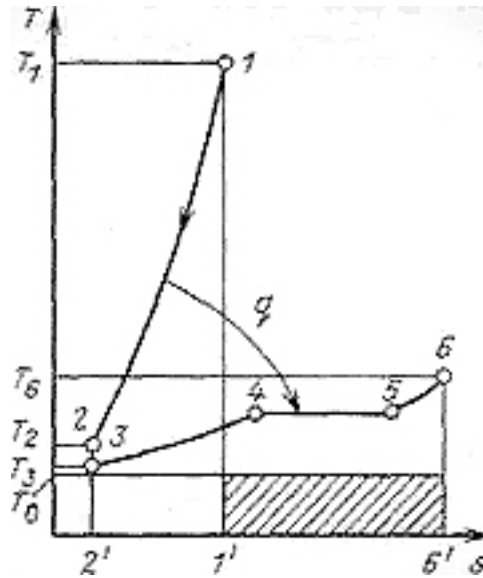


Рис. 12. К расчету по  $T,s$ -диаграмме эксергетических потерь при неравновесном теплообмене

Здесь  $m_{\Gamma}$  и  $D$  — массовые расходы газов и пара, а  $h_{1\Gamma} \dots h_6$  — удельные энтальпии соответствующих веществ в соответствующих состояниях.

Чтобы изобразить описанные процессы в  $T,s$ -диаграмме водяного пара в одном масштабе, отложенные на ней значения энтропии воды и пара отнесены к 1 кг, а энтропии греющих газов — к их количеству, приходящемуся на 1 кг пара, т. е.  $s_1 = s_{1\Gamma} m_{\Gamma} / D$ ,  $s_2 = s_{2\Gamma} m_{\Gamma} / D$  где  $s_{\Gamma}$  — удельная энтропия газа. Для удобства сравнения принято также общее начало отсчета энтропии, т.е.  $s_{2\Gamma} m_{\Gamma} / D = s_3$ . В таком случае площадь  $1-1'-2'-2$ , представляющая собой количество отданной газом теплоты, и площадь  $2'-3-4-5-6-6'$ , эквивалентная количеству теплоты, воспринятой паром, равны друг другу.

Поток газа входит с эксергией  $e_1 = [h_{1\Gamma} - h_{0\Gamma} - T_0(s_{1\Gamma} - s_{0\Gamma})] m_{\Gamma} / D$ , а выходит с эксергией  $e_2 = [h_{2\Gamma} - h_{0\Gamma} - T_0(s_{2\Gamma} - s_{0\Gamma})] m_{\Gamma} / D$ , теряя на килограмм пара эксергию  $e_1 - e_2 = [h_{1\Gamma} - h_{2\Gamma} - T_0(s_{1\Gamma} - s_{2\Gamma})] m_{\Gamma} / D$ .

Соответственно увеличение эксергии килограмма пара  $e_6 - e_3 = [h_6 - h_3 - T_0(s_6 - s_3)]$ . Потери эксергии при передаче теплоты составят

$$T_0(s_6 - s_{1\Gamma} m_{\Gamma} / D) = T_0(s_6 - s_1).$$

Графически эти потери изображаются заштрихованной (на рис. 6) площадкой. Расчеты показывают, что только из-за неравновесного теплообмена потеря эксергии,

т. е. работы, которую теоретически можно было бы получить, используя теплоту продуктов сгорания топлива, превышает 30%.

### Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Чтобы исключить эксергетические потери за счет неравновесного теплообмена с горячим источником теплоты, целесообразно использовать в качестве рабочего тела газы, получающиеся при сгорании топлива. Это удастся осуществить в двигателе внутреннего сгорания (ДВС), сжигая топливо непосредственно в его цилиндрах.

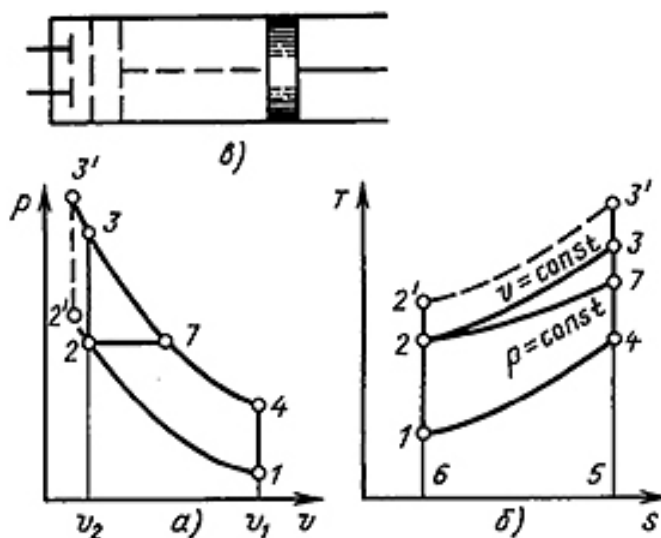


Рис. 13. Циклы ДВС:

а) в  $p, v$ -координатах; б) в  $T, s$ -координатах; в) схема цилиндра с поршнем

Теоретический цикл ДВС состоит из адиабатного сжатия  $1-2$  рабочего тела в цилиндре, изохорного  $2-3$  или изобарного  $2-7$  подвода теплоты, адиабатного расширения  $3-4$  или  $7-4$  и изохорного отвода теплоты  $4-1$ . В реальных двигателях подвод теплоты осуществляется путем сжигания топлива. Если пары бензина перемешаны с необходимым для горения воздухом до попадания в цилиндр, смесь сгорает в цилиндре практически мгновенно, подвод теплоты оказывается близким к изохорному. Если же в цилиндре сжимается только воздух и уже затем впрыскивается топливо, то его подачу можно отрегулировать таким образом, чтобы давление в процессе сгорания оставалось приблизительно постоянным, и условно можно говорить об изобарном подводе теплоты.

Чтобы не делать цилиндр двигателя очень длинным, а ход поршня слишком большим, расширение продуктов сгорания в ДВС осуществляют не до атмосферного давления  $p_1$  а до более высокого давления  $p_4$ , а затем открывают выпускной клапан и выбрасывают горячие (с температурой  $T_4$ ) продукты сгорания в атмосферу. Избыточное давление  $p_4 - p_1$  при этом теряется бесполезно. В идеальном цикле этот процесс заменяется изобарным отводом теплоты  $4-1$ .

Отношение полного объема цилиндра к объему камеры сгорания называется степенью сжатия двигателя  $\varepsilon$ . Применительно к идеальному циклу

$$\varepsilon = v_1/v_2.$$

Степень сжатия является основным параметром, определяющим термический КПД цикла. Рассмотрим два цикла с одинаковыми точками  $1$  и  $4$ , один из которых ( $1'-2'-3'-4$ ) имеет большую степень сжатия  $\varepsilon$ , чем другой ( $1-2-3-4$ ). Большому значению  $\varepsilon$  соответствует более высокая температура в конце сжатия  $1-2$ . Следовательно, изохора  $2'-3'$  расположена в  $T,s$ -диаграмме выше, чем изохора  $2-3$ . Из рисунка видно, что количество теплоты  $q_1$ , подведенной в цикле  $1-2'-3'-4$  (площадь  $2'-3'-5-6$ ), больше, чем количество теплоты  $q_2$ , подведенной в цикле  $1-2-3-4$  (площадь  $2-3-5-6$ ). Количество отведенной теплоты в обоих циклах одинаково (площадь  $4-5-6-1$ ). Следовательно, термический КПД  $\eta_t = 1 - q_2/q_1$  больше в цикле  $1-2'-3'-4$ .

Термический КПД цикла двигателя внутреннего сгорания увеличивается с ростом степени сжатия ( $\varepsilon$ ). При постоянной теплоемкости

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

При одинаковых показателях адиабаты  $k$  процессов сжатия и расширения

$$T_3/T_4 = T_2/T_1 = \varepsilon^{k-1};$$

$$T_3/T_2 = T_4/T_1 = \varepsilon^{k-1}.$$

Тогда для рассматриваемого цикла

$$\eta_t = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}.$$

На рисунке приведены кривые зависимости термического КПД цикла со сгоранием при  $v = \text{const}$  от степени сжатия при различных показателях адиабаты.

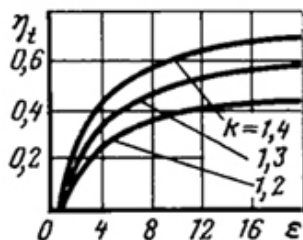


Рис. 14. Изменение с подводом теплоты при  $v = \text{const}$  в зависимости от степени сжатия при различных значениях показателя адиабаты  $k$

Увеличение КПД ДВС с ростом степени сжатия  $\epsilon$  объясняется связанным с этим повышением максимальной температуры цикла, т. е. уменьшением потерь эксергии от неравновесного горения. Максимальная степень сжатия в карбюраторных двигателях ограничивается самовоспламенением топливовоздушной смеси и не превышает 9—10. В дизелях, в которых поршень сжимает воздух,  $\epsilon \approx 18$ , что позволяет существенно повысить КПД цикла. Однако при одинаковых степенях сжатия цикл с подводом теплоты при  $p = \text{const}$ , реализуемый в дизелях, имеет меньший КПД, чем цикл с подводом теплоты при  $v = \text{const}$ , поскольку при одинаковом количестве отданной холодному источнику теплоты количество подведенной при  $v = \text{const}$  (по линии 2-3 на рис. 13) теплоты больше, чем при  $p = \text{const}$  (линия 2-7). При сгорании при  $p = \text{const}$  максимальная температура горения, как это видно из рисунка б, оказывается меньше, чем при  $v = \text{const}$ , а значит, потери эксергии от неравновесного горения выше.

Используя в качестве рабочего тела неразбавленные продукты сгорания (с максимальной эксергией), ДВС имеют самый высокий из всех тепловых машин КПД. Однако инерционные силы, связанные с возвратно-поступательным движением поршня, возрастают с увеличением как размеров цилиндра, так и частоты вращения вала, что затрудняет создание ДВС большой мощности. Большим их недостатком являются и высокие требования к качеству потребляемого топлива (жидкого или газа).



ДВС оказываются незаменимыми на транспортных установках (прежде всего автомобили, тепловозы и небольшие самолеты) и применяются в качестве небольших стационарных двигателей.

### Циклы газотурбинных установок

В циклах ДВС рабочее тело выбрасывается из цилиндра с температурой  $T_4$  и давлением  $p_4$ , которые превышают соответствующие параметры окружающей среды  $p_0, T_0$ , практически совпадающие с  $p_1, T_1$ . Поэтому циклам ДВС присущи потери эксергии из-за «недорасширения» газов до параметров окружающей среды. Их удастся значительно сократить в циклах газотурбинных установок.

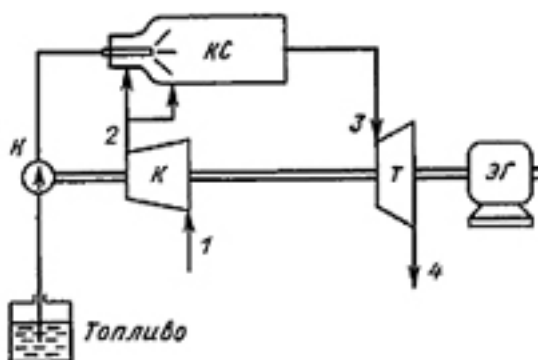


Рис. 15. Схема газотурбинной установки

Воздушный компрессор  $K$  сжимает атмосферный воздух, повышая его давление от  $p_1$  до  $p_2$  и непрерывно подает его в камеру сгорания  $КС$ . Туда же специальным нагнетателем  $H$  непрерывно подается необходимое количество жидкого или газообразного топлива. Образующиеся в камере продукты сгорания выходят из нее с температурой  $T_3$  и практически с тем же давлением (если не учитывать сопротивления), что и на выходе из компрессора ( $p_3 = p_2$ ) - следовательно, горение топлива (т. е. подвод теплоты) происходит при постоянном давлении.

В газовой турбине  $T$  продукты сгорания адиабатно расширяются, в результате чего их температура снижается до  $T_4$ , а давление уменьшается до атмосферного. Весь перепад давлений  $p_3 - p_1$  используется для получения технической работы в турбине  $l_{\text{тех}}$ . Большая часть этой работы  $l_k$  расходуется на привод компрессора;

разность  $l_{\text{тех}} - l_{\text{к}}$  является полезной и используется, например, на производство электроэнергии в электрическом генераторе ЭГ или на другие цели (при использовании жидкого топлива расход энергии на привод топливного насоса невелик, и в первом приближении его можно не учитывать).

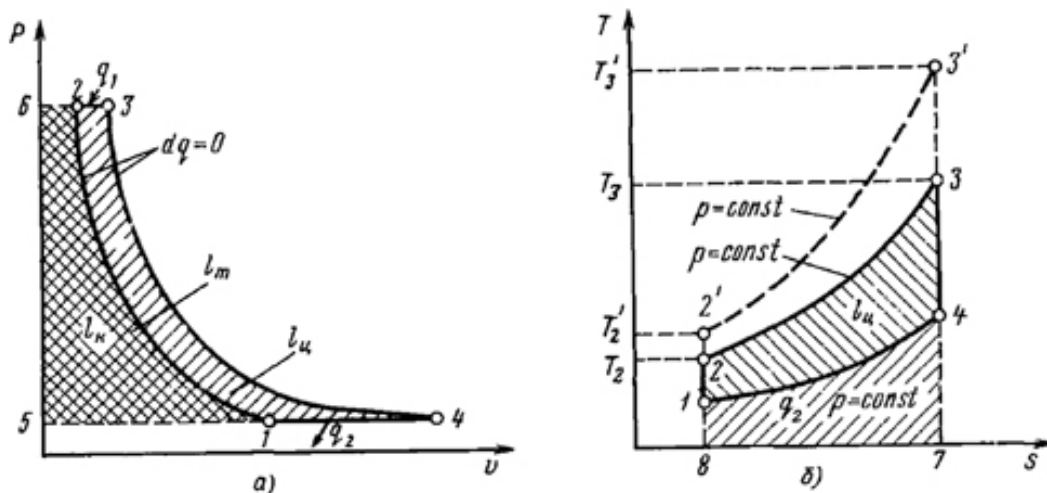


Рис. 16. Цикл газотурбинной установки: а) в  $p, v$ -координатах; б) в  $T, s$ -координатах

Заменив сгорание топлива изобарным подводом теплоты (линия 2-3 на рисунке), а охлаждение выброшенных в атмосферу продуктов сгорания — изобарным отводом теплоты (линия 4-1), получим цикл газотурбинной установки 1-2-3-4.

Полезная работа  $l_{\text{ц}}$  изображается площадью, заключенной внутри контура цикла (площадь 1-2-3-4). На рис. 10, а) видно, что полезная работа равна разности между технической работой, полученной в турбине (площадь 6-3-4-5), и технической работой, затраченной на привод компрессора (площадь 6-2-1-5). Площадь цикла 1-2-3-4 в  $T, s$ -диаграмме эквивалента этой же полезной работе (рис. б). Теплота, превращенная в работу, получается как разность между количествами подведенной  $q_1$  (площадь 8-2-3-7) и отведенной  $q_2$  (площадь 1-4-7-8) теплоты.

Коэффициент полезного действия идеального цикла ГТУ

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

При этом теплоемкость  $c_p$  принята для простоты постоянной. Одной из основных характеристик цикла газотурбинной установки является степень повышения давления в компрессоре  $\pi$ , равная отношению давления воздуха

после компрессора  $p_2$  к давлению  $p_1$  перед ним. Тогда коэффициент полезного действия идеального цикла ГТУ  $\eta_t = 1 - 1/\pi^{(k-1)/k}$ .

Коэффициент полезного действия идеального цикла непрерывно возрастает с увеличением  $\pi$ . Это связано с увеличением температуры в конце процесса сжатия  $T_2$  и соответственно температуры газов перед турбиной  $T_3$ . На рис. 6 отчетливо видно, что цикл  $1-2'-3'-4$ , в котором  $\pi$  больше, экономичнее цикла  $1-2-3-4$ , ибо по линии  $2'-3'$  подводится больше теплоты  $q_1$ , чем по линии  $2-3$ , при том же количестве отведенной в процессе  $4-1$  теплоты  $q_2$ . При этом  $T_2'$  и  $T_3'$  больше, чем соответственно  $T_2$  и  $T_3$ .

Дело в том, что с увеличением  $T_3$  возрастает эксергия рабочего тела перед турбиной, т. е. уменьшаются потери эксергии при сгорании, поскольку эксергия исходного топлива постоянна (равна теплоте его сгорания). Это и увеличивает КПД цикла.

Максимальная температура газов перед турбиной ограничивается жаропрочностью металла, из которого делают ее элементы. Применение охлаждаемых лопаток из специальных материалов позволило повысить ее до 1400—1500°C в авиации (особенно на самолетах-перехватчиках, где ресурс двигателя мал) и до 1050—1090°C в стационарных турбинах, предназначенных для длительной работы. Непрерывно разрабатываются более надежные схемы охлаждения, обеспечивающие дальнейшее повышение температуры. Поскольку она все же ниже предельно достижимой при горении, приходится сознательно идти на снижение температуры горения топлива (за счет подачи излишнего количества воздуха). Это увеличивает эксергетические потери от сгорания в ГТУ иногда до 40 %.

Газы выбрасывают из турбины с температурой  $T_4 > T_1 \approx T_0$ . Следовательно, эксергия рабочего тела, которой мы располагаем перед турбиной, используется также не полностью: потери эксергии с уходящими газами могут достигать до 10 %. Поэтому КПД ГТУ оказывается пока еще ниже, чем ДВС.

Не имея деталей с возвратно-поступательным движением, газовые турбины могут развивать значительно большие мощности, чем ДВС. Предельные мощности

ГТУ сегодня составляют 100—200 МВт. Они определяются высотой лопаток, прочность которых должна выдержать напряжения от центробежных усилий, возрастающих с увеличением их высоты и частоты вращения вала. Поэтому газовые турбины применяются прежде всего в качестве мощных двигателей в авиации и на морском флоте, а также в маневренных стационарных энергетических установках.

Ряд технологических процессов, особенно химической промышленности, связан с потоками нагретых сжатых газов. Расширение этих газов в газовой турбине позволяет получить энергию, которая обычно используется в этом же процессе, например для нагнетания тех же газов. В этом случае вал турбины непосредственно соединяется с валом турбокомпрессора. Такое комбинирование позволяет существенно снизить потребление энергии в технологическом процессе. К сожалению, оно используется еще недостаточно широко, во-первых, из-за косности мышления технологов, а во-вторых, из-за отсутствия турбин на нужные параметры. Часто используют авиационные двигатели, выработавшие свой ресурс.

В энергетике газовые турбины иногда используют для привода воздуходувок, нагнетающих воздух в топку котла, работающую под давлением. Для этого продукты сгорания, охлажденные в котле до необходимой температуры, направляются в турбину, сидящую на одном валу с воздуходувкой, и расширяются в ней до атмосферного давления, совершая работу.

## **Циклы паротурбинных установок**

Современная стационарная теплоэнергетика базируется в основном на паровых теплосиловых установках. Продукты сгорания топлива в этих установках являются лишь промежуточным теплоносителем (в отличие от ДВС и ГТУ), а рабочим телом служит чаще всего водяной пар.

### **Циклы Карно и Ренкина насыщенного пара. Регенерация теплоты**

Цикл Карно насыщенного пара можно было бы осуществить следующим образом. Теплота от горячего источника подводится при постоянной температуре  $T_1$  по линии 5-1, в результате чего вода с параметрами точки 5 превращается в сухой

насыщенный пар с параметрами точки 1. Пар адиабатно расширяется в турбине до температуры  $T_2$ , совершая техническую работу и превращаясь во влажный пар с параметрами точки 2. Этот пар поступает в конденсатор, где отдает теплоту холодному источнику (циркулирующей по трубкам охлаждающей воде), в результате чего его степень сухости уменьшается от  $x'$  до  $x'_2$ . Изотермы в области влажного пара являются одновременно и изобарами, поэтому процессы 5-1 и 2-2' протекают при постоянных давлениях  $p_1$  и  $p_2$ . Влажный пар с параметрами точки 2' сжимается в компрессоре по линии 2'-5, превращаясь в воду с температурой кипения. На практике этот цикл не осуществляется, прежде всего, потому, что в реальном цикле вследствие потерь, связанных с неравновесностью протекающих в нем процессов, на привод компрессора затрачивалась бы большая часть мощности, вырабатываемой турбиной.

Значительно удобнее и экономичнее в реальном цикле конденсировать пар до конца по линии 2-3, а затем насосом увеличивать давление воды от  $p_2$  до  $p_1$  по линии 3-4. Поскольку вода несжимаема, точки 3 и 4 почти совпадают, и затрачиваемая на привод насоса мощность оказывается ничтожной по сравнению с мощностью турбины (несколько процентов), так что практически вся мощность турбины используется в качестве полезной. Такой цикл был предложен в середине XIX века шотландским инженером и физиком Ренкиным и почти одновременно Клаузиусом. Схема теплосиловой установки, в которой осуществляется этот цикл, представлена на рис. (На этой схеме показана также возможность перегрева пара в пароперегревателе 6-1, которая в цикле насыщенного пара не реализуется).

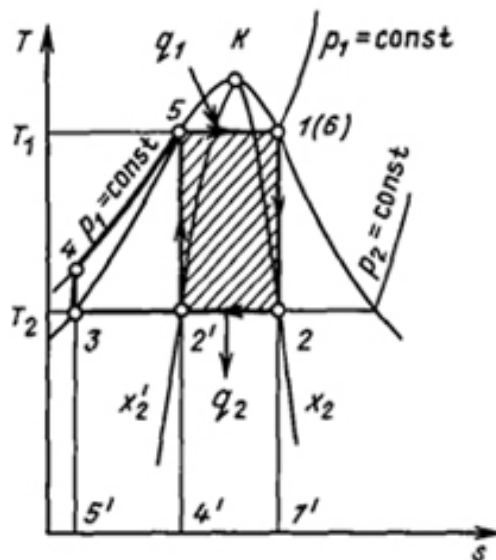


Рис. 17. Циклы Карно и Ренкина насыщенного водяного пара в  $T,s$  диаграмме

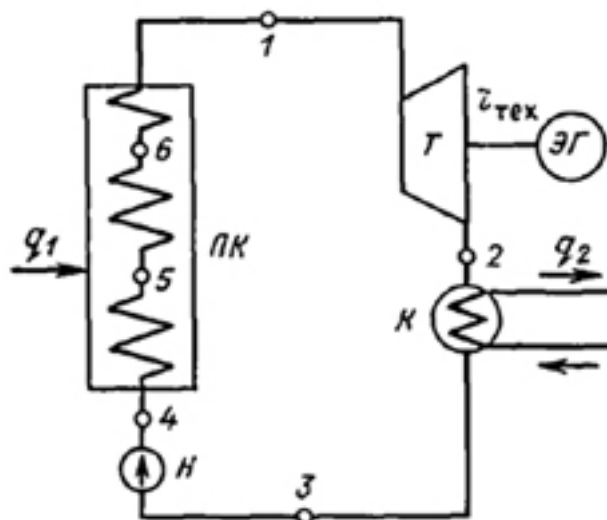


Рис. 18. Схема паросиловой установки: ПК — паровой котел; Т — паровая турбина; ЭГ — электрогенератор; К — конденсатор; Н — насос

Теплота в этом цикле подводится по линии 4-5-6 (см. рис.) в паровом котле, пар поступает в турбину Т и расширяется там по линии 1-2 до давления, совершая техническую работу  $l_{\text{тех}}$ . Она передается на электрический генератор ЭГ или другую машину, которую вращает турбина. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор К, где конденсируется по линии 2-3, отдавая теплоту конденсации холодному источнику (охлаждающей воде). Конденсат забирается насосом Н и подается снова в котел (линия 3-4).

Термический КПД цикла Ренкина, естественно, меньше, чем  $\eta_t$  цикла Карно при тех же температурах  $T_1$  и  $T_2$ , поскольку средняя температура подвода теплоты уменьшается при неизменной температуре отвода. Однако реальный цикл (с учетом неравновесности сжатия пара в компрессоре в цикле Карно) оказывается экономичнее.

Теоретически термический КПД цикла Ренкина можно сделать равным КПД цикла Карно с помощью регенерации теплоты, если осуществить расширение пара не по адиабате 1-2, как в обычной турбине, а по политропе 7 эквидистантной линии 4-5 нагрева воды, и всю выделяющуюся при этом теплоту (площадь 1-1'-7'-7) передать в идеальном (без потерь эксергии) теплообменнике воде (площадь 3'-3-5-5').

На практике такую идеальную регенерацию осуществить не удастся, однако в несколько ином виде регенеративный подогрев воды применяется очень широко и позволяет существенно увеличить КПД реального цикла.

К сожалению, цикл насыщенного водяного пара обладает весьма низким КПД из-за невысоких температур насыщения. Например, при давлении 9,8 МПа температура насыщения составляет 311°C. При температуре холодного источника, равной 25°C,  $\eta_{тККарн} = (273 + 25)/(273 + 311) = 0,49$ . Дальнейшее увеличение температуры, а значит, и давления не имеет смысла, ибо, мало увеличивая КПД, оно приводит к утяжелению оборудования из условий прочности, а также к уменьшению количества теплоты, забираемой каждым килограммом воды в процессе испарения 5-1 (из-за сближения точек и на рис., и по мере повышения температуры). Это значит, что для получения той же мощности необходимо увеличивать расходы воды и пара, т. е. габариты оборудования.

При температуре, превышающей критическую (для воды  $T_{кр} = 374,15^\circ\text{C}$  что соответствует давлению 22,1 МПа), цикл на насыщенном паре вообще невозможен. Поэтому цикл насыщенного пара (регенеративный) применяется в основном в атомной энергетике, где перегрев пара выше температуры насыщения связан с определенными трудностями.

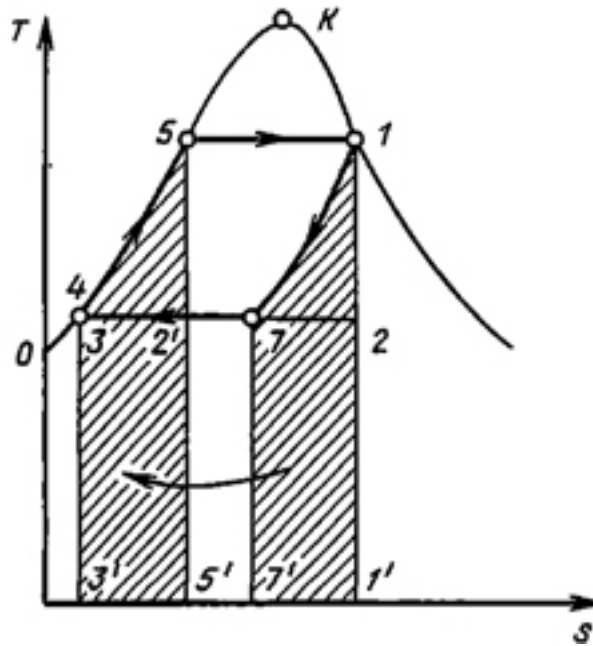


Рис. 19. Идеальная регенерация теплоты в цикле насыщенного пара

Между тем металлы, которыми располагает современное машиностроение, позволяют перегревать пар до 550— 600°С. Это дает возможность уменьшить потери эксергии при передаче теплоты от продуктов сгорания к рабочему телу и тем самым существенно увеличить эффективность цикла. Кроме того, перегрев пара уменьшает потери на трение при его течении в проточной части турбины. Все без исключения тепловые электрические станции на органическом топливе работают сейчас на перегретом паре, а иногда пар на станции перегревают дважды и даже трижды. Перегрев пара все шире применяется и на атомных электростанциях, особенно в реакторах на быстрых нейтронах.

### Цикл Ренкина на перегретом паре

Изображения идеального цикла перегретого пара в  $pv$ -,  $Ts$ -, и  $hs$ -диаграммах приведены на рис. 20 и 21. Этот цикл отличается от цикла Ренкина на насыщенном паре (см. рис. 11) только наличием дополнительного перегрева по линии 6-1. Он осуществляется в пароперегревателе, являющемся элементом парового котла.

Термический КПД цикла определяется, как обычно, по уравнению

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



Теплота подводится при постоянном давлении в процессах 4-5 (подогрев воды до температуры кипения), 5-6 (парообразование) и 6-1 (перегрев пара). Теплота  $q_1$  подведенная к 1 кг рабочего тела в изобарном процессе, равна разности энтальпий в конечной и начальной точках процесса:  $q_1 = h_1 - h_4$ .

Отвод теплоты в конденсаторе осуществляется также по изобаре 2-3, следовательно,  $q_2 = h_2 - h_3$ .

### Термический КПД цикла

$$\eta_t = \left[ \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_3} \right]$$

Если не учитывать ничтожного повышения температуры при адиабатном сжатии воды в насосе, то  $h_3 = h_4$  и

$$\eta_t = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2},$$

где  $h'_2 = h_3$  — энтальпия кипящей воды при давлении  $p_2$ .

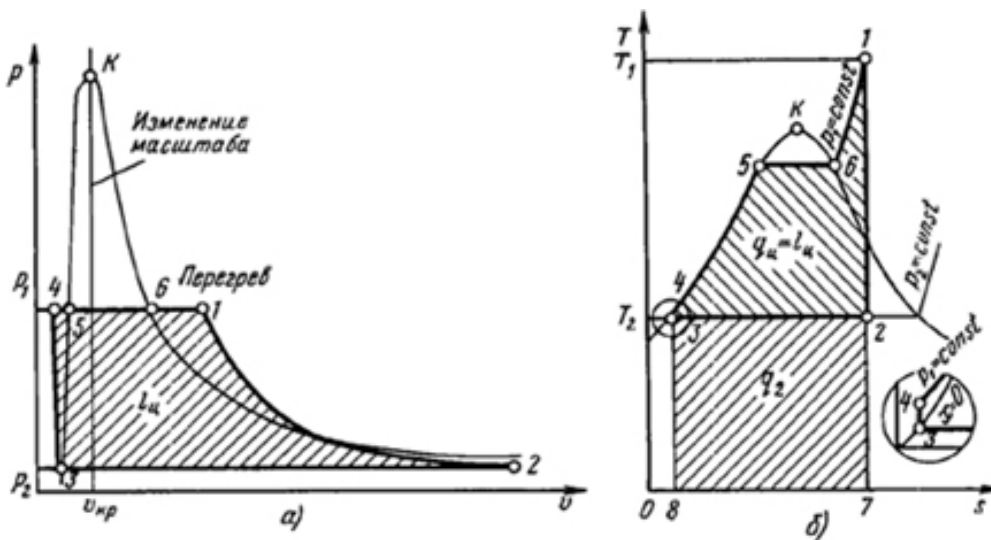


Рис. 20. Цикл Ренкина на перегретом паре:  
 а — в  $p, v$ - диаграмме; б — в  $T, s$ -диаграмме

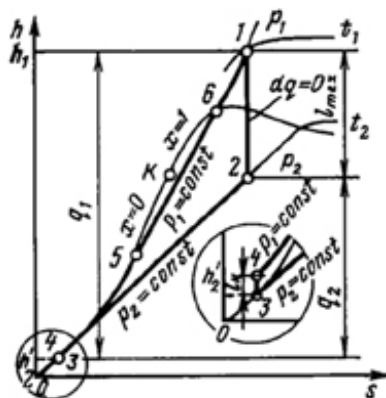


Рис. 21. Цикл Ренкина в  $h,s$ -диаграмме

Из формулы видно, что КПД идеального цикла Ренкина определяется значениями энтальпий пара до турбины  $h_1$  и после нее  $h_2$  и энтальпии воды  $h'_2$ , находящейся при температуре кипения  $t_2$ . В свою очередь эти значения определяются тремя параметрами цикла: давлением  $p_1$  и температурой пара  $t_1$  перед турбиной и давлением  $p_2$  за турбиной, т. е. в конденсаторе.

В самом деле, зная  $p_1$  и  $t_1$  легко отыскать положение точки 1 в  $h, s$ -диаграмме и найти энтальпию  $h_2$ . Пересечение адиабаты, проведенной из точки 1, с изобарой  $p_2$  определяет положение точки 2, т. е. энтальпию  $h_2$ . Наконец, энтальпия воды, закипающей при давлении  $p_2$ , зависит только от этого давления.

Перегрев пара увеличивает среднюю температуру подвода теплоты в цикле, не меняя температуру отвода теплоты. Поэтому термический КПД паросиловой установки возрастает с увеличением температуры пара перед двигателем. Для примера ниже приведена зависимость  $\eta_t$  от  $t_1$  при абсолютных давлениях  $p_1 = 9,8$  МПа и  $p_2 = 3,9$  кПа:

Таблица 2

**Зависимость КПД от температуры пара перед двигателем**

$t_1, ^\circ\text{C}$	350	400	500	600
$\eta_t, \%$	40,5	41	42,5	44,2

С увеличением давления пара перед турбиной  $p_1$  при постоянных  $t_1$  и  $p_2$  полезная работа цикла возрастает, т. е.  $l'_{\text{тех}} > l''_{\text{тех}} > l'_{\text{тех}}$ . В то же время количество подведенной за цикл теплоты  $q_1$  несколько уменьшается за счет уменьшения энтальпии перегретого пара  $h_1$ . Поэтому чем выше давление  $p_1$  тем больше КПД идеального цикла Ренкина.

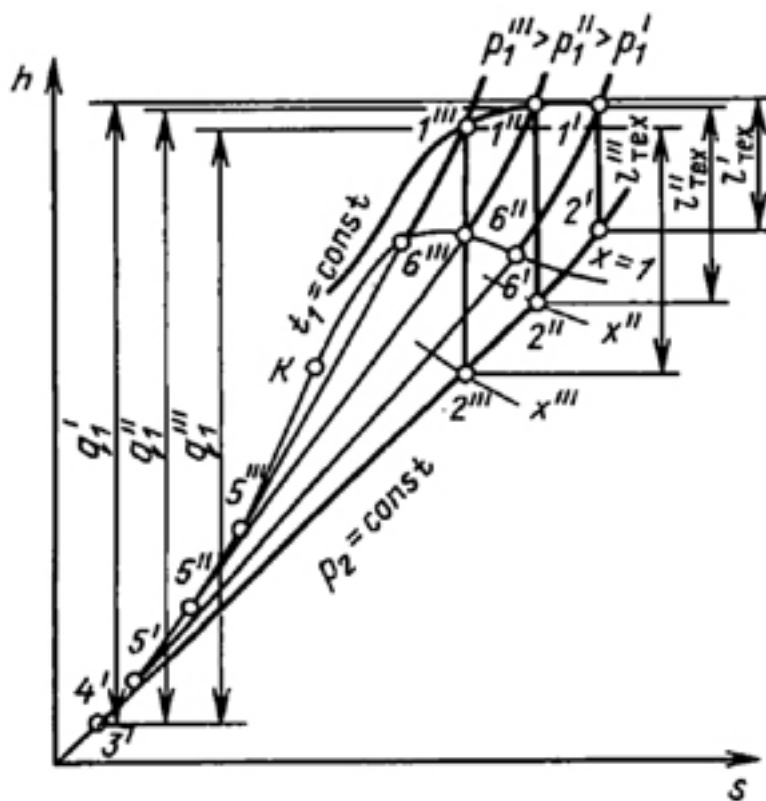


Рис. 22. Влияние давления перегретого пара на параметры цикла Ренкина

На рис. 22 видно, что большему давлению перед турбиной соответствует более высокая влажность выходящего из нее пара. При  $p_1 = p_1'$  из турбины выходит перегретый пар; при  $p_1 = p_1''$  он получается уже слегка влажным, а при  $p_1 = p_1'''$  степень сухости его значительно меньше единицы. Содержание капелек воды в паре увеличивает потери от трения его в проточной части турбины. Поэтому одновременно с повышением давления пара за паровым котлом необходимо повышать и температуру его перегрева, чтобы поддерживать влажность выходящего из турбины пара в заданных пределах.

С этой же целью пар, частично расширившийся в турбине, возвращают в котел и снова перегревают (уже при меньшем давлении), осуществляя так называемый вторичный (а иногда и третичный) подогрев. Одновременно это повышает термический КПД цикла.

Турбины атомных электростанций, работающие на насыщенном паре, имеют специальную конструкцию, позволяющую отводить выделяющуюся при конденсации воду.

Повышение параметров пара определяется уровнем развития металлургии, оставляющей металлы для котлов и турбин. Получение пара с температурой 535—565°C стало возможным лишь благодаря применению низколегированных сталей, из которых изготавливаются пароперегреватели и горячие части турбин. Переход на более высокие параметры (580—650°C) требуют применения дорогостоящих высоколегированных (аустенитных) сталей.

При уменьшении давления  $p_2$  пара за турбиной уменьшается средняя температура  $t_2$  отвода теплоты в цикле, а средняя температура подвода теплоты меняется мало. Поэтому чем меньше давление пара за турбиной, тем выше КПД паросиловой установки.

Давление за турбиной, равное давлению пара в конденсаторе, определяется температурой охлаждающей воды. Если среднегодовая температура охлаждающей воды на входе в конденсатор составляет приблизительно 10—15°C, то из конденсатора она выходит нагретой до 20—25°C. Пар может конденсироваться только в том случае, если обеспечен отвод выделяющейся теплоты, а для этого нужно, чтобы температура пара в конденсаторе была больше температуры охлаждающей воды, хотя бы на 5—10°C. Поэтому температура насыщенного пара в конденсаторе составляет обычно 25—35°C, а абсолютное давление этого пара  $p_2$  соответственно 3—5 кПа. Повышение КПД цикла за счет дальнейшего снижения  $p_2$  практически невозможно из-за отсутствия естественных охладителей с более низкой температурой.

**Теплофикация.** Имеется, однако, возможность повысить эффективность паросиловой установки путем увеличения, а не уменьшения давления и

температуры за турбиной до такой величины, чтобы отбросную теплоту (которая составляет более половины всего количества теплоты, затраченной в цикле) можно было использовать для отопления, горячего водоснабжения и различных технологических процессов (рис. 23). С этой целью охлаждающая вода, нагретая в конденсаторе  $K$ , не выбрасывается в водоем, как в чисто конденсационном цикле, а прогоняется через отопительные приборы теплового потребителя ( $ТП$ ) и, охлаждаясь в них, отдает полученную в конденсаторе теплоту. В результате станция, работающая по такой схеме, одновременно вырабатывает и электрическую энергию, и теплоту. Такая станция называется теплоэлектроцентралью (ТЭЦ).

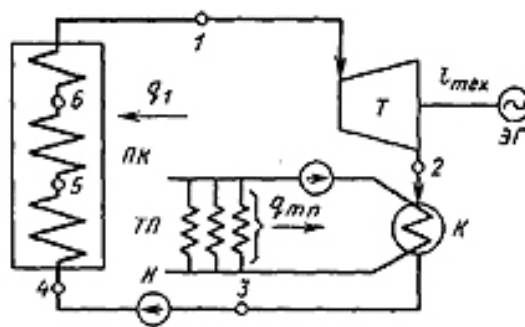


Рис. 23. Схема установки для совместной выработки тепловой и электрической энергии: ПК. — паровой котел; Т — паровая турбина; К — конденсатор-подогреватель; Н — насос; ТП — тепловой потребитель. Цифры соответствуют точкам цикла в  $T,s$  диаграмме

Охлаждающую воду можно использовать для отопления лишь при том условии, что ее температура не ниже  $70—100^{\circ}\text{C}$ . Температура пара в конденсаторе (подогревателе)  $K$  должна быть хотя бы на  $10—15^{\circ}\text{C}$  выше. В большинстве случаев она получается больше  $100^{\circ}\text{C}$ , а давление насыщенного пара  $p_2$  при этой температуре выше атмосферного. Поэтому турбины, работающие по такой схеме, называются турбинами с противодавлением.

Итак, давление за турбиной с противодавлением получается обычно не менее  $0,1—0,15$  МПа вместо около  $4$  кПа за конденсационной турбиной, что, конечно, приводит к уменьшению работы пара в турбине и соответствующему увеличению количества отбросной теплоты. Это видно на рис. 20, где полезно использованная теплота  $q$  в конденсационном цикле изображается площадью  $1-2'-3'-4'-5-6$ , а при

противодавлению — площадью  $1-2-3-4-5-6$ . Площадь  $2-2'-3'-4$  дает уменьшение полезной работы из-за повышения давления за турбиной с  $p_1$  до  $p_2$ .

Термический КПД установки с противодавлением получается ниже, чем конденсационной установки, т. е. в электроэнергию превращается меньшая часть теплоты топлива. Зато общая степень использования этой теплоты становится значительно большей, чем в конденсационной установке. В идеальном цикле с противодавлением теплота, затраченная в котлоагрегате на получение пара (площадь  $1-7-8-4-5-6$ ), полностью используется потребителями. Часть ее (площадь  $1-2-4-5-6$ ) превращается в механическую или электрическую энергию, а часть (площадь  $2-7-8-4$ ) отдается тепловому потребителю в виде теплоты пара или горячей воды.

При установке турбины с противодавлением каждый килограмм пара совершает полезную работу  $l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$  и отдает тепловому потребителю количество теплоты  $q_{\text{т.п.}} = h_2 - h'_2$ . Мощность установки по выработке электроэнергии  $N_0 = (h_1 - h_2)D$  и ее тепловая мощность  $Q_{\text{т.п.}} = (h_2 - h'_2)D$  пропорциональны расходу пара  $D$  т. е. жестко связаны. Это неудобно на практике, ибо графики потребности в электроэнергии и теплоте почти никогда не совпадают.

Чтобы избавиться от такой жесткой связи, на станциях широко применяют турбины с регулируемым промежуточным отбором пара. Такая турбина состоит из двух частей: части высокого давления (ЧВД), в которой пар расширяется от давления  $p_1$  до давления  $p_{\text{омб}}$ , необходимого для теплового потребителя, и части низкого давления (ЧНД), где пар расширяется до давления  $p_2$  в конденсаторе. Через ЧВД проходит весь пар, вырабатываемый котлоагрегатом. Часть его  $D_{\text{омб}}$  (при давлении  $p_{\text{омб}}$ ) отбирается и поступает к тепловому потребителю. Остальной пар в количестве  $D_k$  проходит через ЧНД в конденсатор  $K$ . Регулируя соотношения между  $D_{\text{омб}}$  и  $D_k$ , можно независимо менять как тепловую, так и электрическую нагрузки турбины с промежуточным отбором, чем и объясняется их широкое распространение на ТЭЦ. При необходимости предусматриваются два и более регулируемых отбора с разными параметрами пара. Наряду с регулируемыми, каждая турбина имеет еще

несколько нерегулируемых отборов пара, используемых для регенеративного подогрева питательной воды, существенно повышающего термический КПД цикла.

Своеобразная «теплофикация» может осуществляться даже на чисто конденсационных станциях, где охлаждающая вода из конденсаторов используется, например, для обогрева бассейнов или водоемов, где искусственно выращивается рыба. Отбросная теплота может использоваться для обогрева парников, теплиц и т. д. Конечно, потребное в районе ТЭЦ количество теплоты для этих целей значительно меньше общего количества отбросной теплоты, но, тем не менее, такое ее использование является элементом безотходной технологии — технологии будущего.

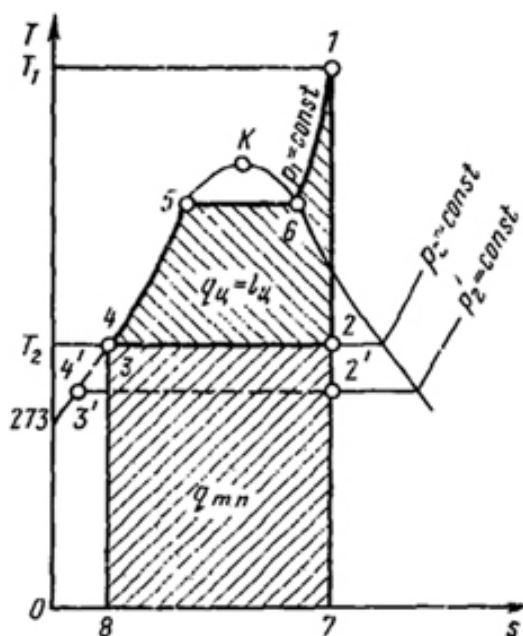


Рис. 24. Теплофикационный цикл в  $T,s$ -диаграмме

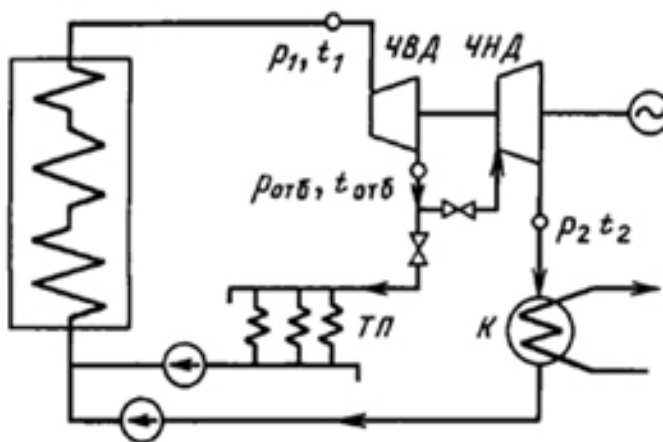


Рис. 25. Установка турбины с регулируемым отбором пара

Несмотря на большие потери эксергии при передаче теплоты от продуктов сгорания к пару, КПД паросиловых установок в среднем выше, чем у ГТУ, и близок к КПД ДВС, прежде всего за счет хорошего использования располагаемой эксергии пара. (Как указано выше, его температура на выходе из конденсационной турбины составляет 28—30°C.) С другой стороны, большой располагаемый теплоперепад в турбине и связанный с этим относительно низкий удельный расход пара на выработку 1 кВт позволяют создать паровые турбины на колоссальные мощности — до 1200 МВт в одном агрегате! Поэтому паросиловые установки безраздельно господствуют как на тепловых, так и на атомных электростанциях. Паровые турбины применяют также для привода турбовоздухודувок (в частности, в доменном производстве). Недостаток паротурбинных установок — большие затраты металла, связанные прежде всего с большой массой котлоагрегата. Поэтому они практически не применяются на транспорте и их не делают маломощными.

### **Общая характеристика холодильных установок**

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

В зависимости от температуры, которая должна быть достигнута при охлаждении, различают холодильные установки умеренного холода (до – 70°C) и установки глубокого холода (до – 200°C и ниже).

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

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

В заданном температурном интервале теоретически наиболее выгодным циклом холодильной установки является обратный цикл Карно.



## Цикл паровой компрессионной холодильной установки

Паровые компрессионные установки позволяют в области насыщенного пара приблизить холодильный цикл к обратному циклу Карно. Насыщенный пар низкокипящей жидкости (хладагента) всасывается компрессором и адиабатно сжимается до давления конденсации  $p_2$  с затратой работы  $l_{ц}$  (процесс 1-2). После компрессора сжатый пар поступает в конденсатор, где при постоянном давлении  $p_2$  вследствие отнятия у пара теплоты  $q_1$  охлаждающей водой (процесс 2-2'-3) снижается температура перегретого пара (2-2'), а затем при постоянной температуре насыщенного пара осуществляется полная конденсация (2'-3).

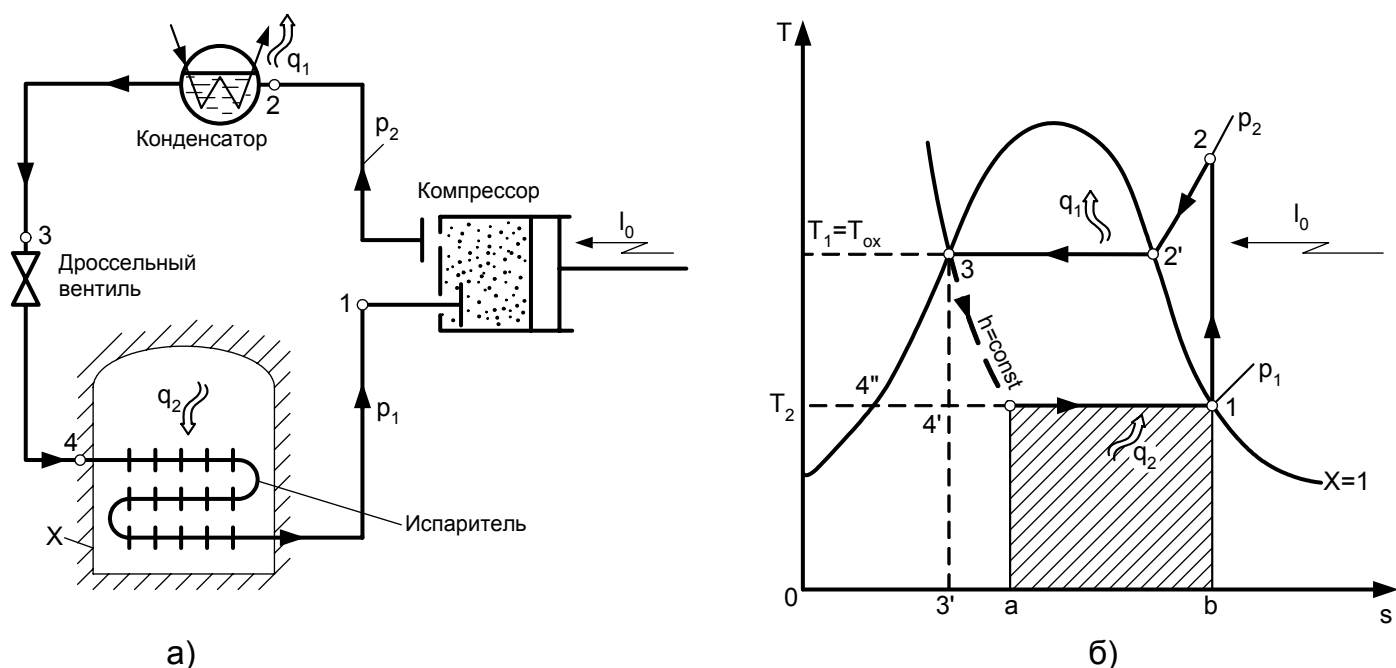


Рис. 25. Цикл паровой компрессионной холодильной установки

Для дальнейшего снижения температуры хладагента можно было бы применить расширительную машину и осуществлять в ней адиабатное расширение 3-4' (с производством внешней работы за счет убыли внутренней энергии). Однако для упрощения установки и обеспечения гибкой регулировки расширительную машину заменяют регулирующим дроссельным вентилем, в котором хладагент после конденсатора дросселируется с понижением давления и температуры (процесс 3-4). На диаграмме  $T-s$  процесс дросселирования, как необратимый, условно показан пунктиром 3-4 ( $h=const$ ). После дроссельного вентиля (точка 4) образовавшаяся

парожидкостная смесь (влажный пар) с низкой температурой  $T_2$  поступает по трубам в испаритель, который находится в холодильной камере X. В испарителе при постоянной температуре  $T_2$  и давлении  $p_1$  происходит отбор теплоты  $q_2$  от охлаждаемых объектов (производство холода) и за счет этого испарение (кипение) хладагента (процесс 4-1). Образовавшийся пар (точка 1) вновь засасывается компрессором, и цикл повторяется.

Холодильный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}.$$

Количество теплоты  $q_2$ , отнятой 1 кг хладагента от охлаждаемой среды, называется **удельной хладопроизводительностью**  $q_2 = \text{пл. } |41ba4| = h_1 - h_4 = h_1 - h_3$ .

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

$$q_1 = \text{пл. } |22'3'3b2| = h_2 - h_3.$$

Тогда

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1}.$$

Отсюда следует, что  $\varepsilon$  увеличивается с повышением температуры в испарителе  $T_2$ , (чем выше расположена линия 4-1, тем больше хладопроизводительность) и понижением температуры охлаждающей среды в конденсаторе  $T_1$  (линия 2'-2 расположена ниже, затрачиваемая работа в компрессоре меньше).

Затрата работы в компрессоре при адиабатном сжатии 1-2

$$l_0 = h_2 - h_1,$$

что на диаграмме T-s соответствует пл.  $|122'34''1|$ .

Эффективность холодильных установок зависит от свойств хладагентов, к которым предъявляется ряд требований:

- давление насыщенного пара хладагента, соответствующее требуемым низким температурам, должно быть выше атмосферного, так как при этом легче бороться с утечкой хладагента, чем с подсосом воздуха при вакууме; попадающий в хладагент

воздух сильно ухудшает теплопередачу и содержит влагу, которая может замерзнуть при низкой температуре;

- теплота парообразования  $q$  должна быть по возможности большей, так как при одном и том же расходе хладагента она определяет хладопроизводительность установки;

- хладагенты не должны вредно воздействовать на здоровье человека и не должны обладать корродирующими свойствами

Наиболее распространенным хладагентом является аммиак ( $t_n = -33,5^\circ\text{C}$ ), позволяющий получить достаточно высокий холодильный коэффициент и относительно невысокое давление в цикле. Однако из-за токсичности аммиака в последнее время широко применяются фреоны (в частности, фреон-12). По термодинамическим свойствам фреон-12 ближе к аммиаку, хотя меньшая его теплота парообразования обуславливает большой расход хладагента.

## **Основы теории теплообмена**

Теплопередача - это процесс переноса теплоты от одного теплоносителя к другому через разделяющую стенку. Теплопередача связана с весьма сложными процессами и при ее изучении необходимо знать законы теории теплообмена и методы анализа, применяемые в физике, термодинамике, гидродинамике и химии.

Сложный процесс переноса теплоты разбивают на ряд более простых. Такой прием упрощает его изучение. Кроме того, каждый простой процесс переноса теплоты подчиняется своим законам. Существует три простейших способа передачи теплоты: теплопроводность, конвекция, излучение.

Явление теплопроводности состоит в переносе теплоты микрочастицами (молекулами, атомами, электронами и т.п.). такой теплообмен может происходить в любых телах с неоднородным распределением температур.

Конвективный теплоперенос (конвекция) наблюдается лишь в жидкостях и газах. Конвекция - это перенос теплоты вместе с макроскопическими объемами вещества. Следует иметь в виду, что одновременно с конвекцией всегда существует

и теплопроводность. Однако конвекция обычно является определяющей, т.к. она интенсивнее теплопроводности.

Конвекцией можно передавать теплоту на очень большие расстояния (например, при движении газа по трубам). Движущаяся среда (жидкость или газ), используемая для переноса теплоты, называется теплоносителем.

Третьим способом переноса теплоты является излучение. За счет излучения теплота передается во всех лучепрозрачных средах, в том числе и в вакууме. Носителями энергии при теплообмене излучением являются фотоны, излучаемые и поглощаемые телами, участвующими в теплообмене.

В большинстве случаев перенос тепла осуществляется несколькими способами одновременно. Например, конвективная теплопередача от газа к стенке практически всегда сопровождается параллельным переносом теплоты излучением.

### **Основные понятия и определения**

Интенсивность переноса теплоты характеризуется плотностью теплового потока. Плотность теплового потока - это количество теплоты, передаваемое в единицу времени через единичную плотность поверхности,  $q$  [Вт/м<sup>2</sup>].

Мощность теплового потока или просто тепловой поток - это количество теплоты, передаваемое в единицу времени через произвольную поверхность  $F$ , [Вт].

$$q=Q/F, \text{ Вт/м}^2$$

поверхность теплообмена  $F$  - это поверхность, через которую происходит передача тепла. Например, при остывании теплоносителя в трубе диаметром  $d$  и длиной  $l$ , тепло передается от горячего теплоносителя к окружающей среде через цилиндрическую поверхность трубы. В этом случае  $F = \pi \cdot d \cdot l$ .

Перенос теплоты зависит от распределения температуры по объему тела или пространства. Температурным полем называется совокупность мгновенных значений температуры во всех точках тела или системы тел в данный момент времени. Математическое описание температурного поля имеет вид:

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

где  $t$  - температура;

$x, y, z$  - пространственные координаты;

$\tau$  - время.

Температурное поле, описываемое приведенным уравнением, называется нестационарным. В этом случае температуры зависят от времени.

В том случае, когда распределение температуры в теле не изменяется со временем, температурное поле называется стационарным

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

если температура изменяется только по одной или двум пространственным координатам, то температурное поле называется соответственно одно- и двухмерным:

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

Температурные поля (1.2) и (1.3) называются трехмерными.

Поверхность, во всех точках которой температура одинакова, называется изотермической. Изотермические поверхности могут быть замкнутыми, но не могут пересекаться. Быстрее всего температура изменяется при движении в направлении, перпендикулярном изотермической поверхности. Скорость изменения температуры по нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры.

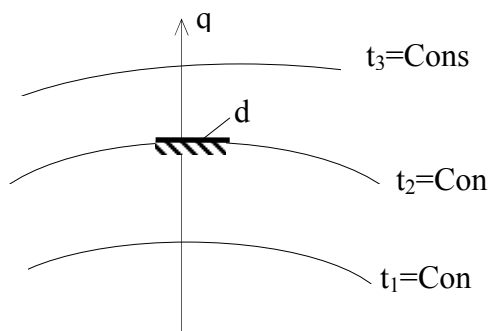


Рис. 26. Расположение градиента температуры и вектора теплового потока относительно изотермы  $t_2=Const$  температурного поля

Градиент температуры (grad t) - есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности и численно равный производной по t температуры по этому направлению:

$$grad.t = n_0 \frac{\partial t}{\partial n},$$

где  $n_0$  - единичный вектор, направленный в сторону возрастания температур нормально к изотермической поверхности.

## Теория теплопроводности. Закон Фурье

Теория теплопроводности рассматривает тело как непрерывную среду. Согласно основному закону теплопроводности - закону Фурье - вектор плотности теплового потока, передаваемого теплопроводностью, пропорционален вектору градиента температуры:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad} \cdot t = -\lambda n_0 \frac{\partial t}{\partial n},$$

где  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К). Он характеризует способность вещества, из которого состоит рассматриваемое тело, проводить теплоту. Знак «-» указывает на противоположное направление вектора теплового потока и вектора градиента температуры. Вектор плотности теплового потока  $q$  всегда направлен в сторону наибольшего уменьшения температуры.

Скалярная величина вектора плотности теплового потока:

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

Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  определяет плотность теплового потока при градиенте температуры 1 К/м. Коэффициент теплопроводности является физическим параметром и зависит от химической природы вещества и его физического состояния (плотности, влажности, давления, температуры). Диапазоны изменения  $\lambda$  для различных материалов приведены на рисунке 27.

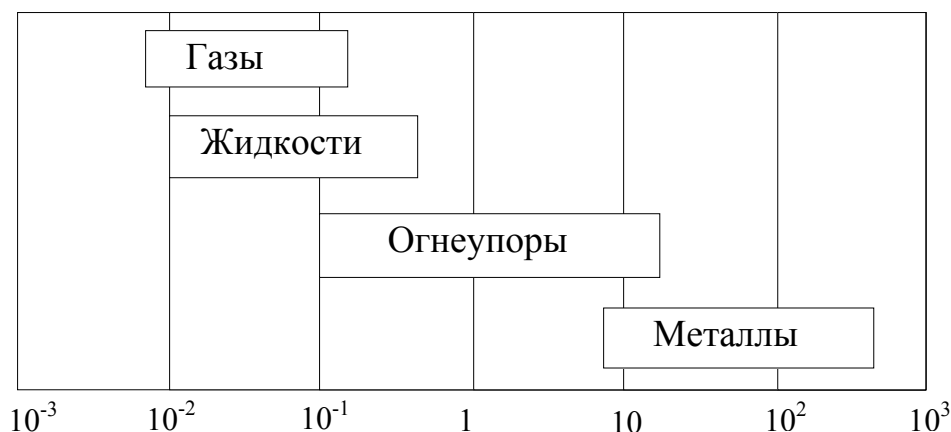


Рис. 27. Теплопроводность при стационарном режиме

## Однослойная плоская стенка

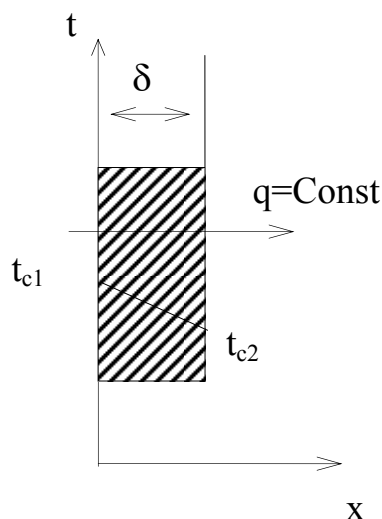


Рис. 28. Изменение температур по толщине однородной плоской стенки

Рассмотрим однородную плоскую стенку толщиной  $\delta$ , на поверхностях которой поддерживаются температуры  $t_{c1}$  и  $t_{c2}$ , причем  $t_{c1} > t_{c2}$  (рис.28). температура изменяется только по толщине стенки - по одной координате  $x$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda \approx \text{const}$ . Тепловой поток в этом случае, в соответствии с законом Фурье, определяется по формуле:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} = \lambda \frac{(t_{c1} - t_{c2})}{\delta},$$

или

$$q = \frac{\Delta t}{\frac{\delta}{\lambda}} = \frac{\Delta t}{R_{\lambda}},$$

где  $\Delta t = t_{c1} - t_{c2}$ , причем  $t_{c1} > t_{c2}$ ;

$R_{\lambda} = \delta / \lambda$  - внутреннее термическое сопротивление теплопроводности стенки,  $(\text{м}^2 \cdot \text{К}) / \text{Вт}$ .

Распределение температур в плоской однородной стенке - линейное.

В большинстве практических задач приближенно предполагается, что коэффициент теплопроводности  $\lambda$  не зависит от температуры и одинаков по всей толщине стенки. значение  $\lambda$  находят в справочниках при средней температуре  $t_{cp} = 0,5 \cdot (t_{c1} + t_{c2})$ .

Тепловой поток (мощность теплового потока) определяется по формуле:

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

## Многослойная плоская стенка

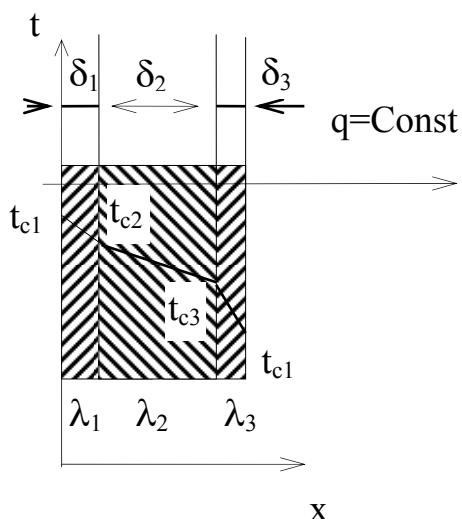


Рис. 29. Распределение температур по толщине многослойной плоской стенки

Рассмотрим для тех же условий многослойную плоскую стенку с толщиной слоев  $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$  с соответствующими коэффициентами теплопроводности  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$  (рис. 29). Здесь слои плотно прилегают друг к другу.

В этом случае плотность теплового потока определяется по формуле:

$$q = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{\Delta t}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda_i}},$$

где  $n$  - число слоев многослойной стенки;

$t_{c1}$  и  $t_{c(n+1)}$  - температуры на внешних границах многослойной стенки;

$\sum_{i=1}^n R_{\lambda_i}$  - полное термическое сопротивление многослойной плоской стенки.

Плотность теплового потока, проходящего через все слои, в стационарном режиме одинакова. А так как коэффициент теплопроводности  $\lambda$  различен, то для плоской многослойной стенки распределение температур - ломанная линия.

Рассчитав тепловой поток через многослойную стенку, можно найти температуру на границе любого слоя. Для  $k$ -го слоя можно записать:

$$t_{c(k+1)} = t_{c1} - q \sum_{i=1}^k R_{\lambda_i},$$

## Однородная цилиндрическая стенка

Задача о распространении тепла в цилиндрической стенке также одномерная, если ее рассматривать в цилиндрических координатах. температура изменяется только вдоль радиуса  $r$ , а по длине и по ее периметру остается неизменной.



В соответствии с законом Фурье, тепловой поток через однородную цилиндрическую стенку длиной  $l$  определяется по формуле:  $Q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}}$ ,

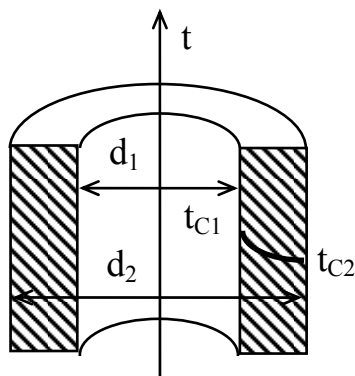


Рис 30. Изменение температуры по толщине однородной цилиндрической стенки

Тепловой поток  $Q$  через цилиндрическую стенку можно отнести к единице длины  $l$ :

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{\Delta t}{R_{l\lambda}},$$

где  $q_l$  - линейная плотность теплового потока, Вт/м;

$$R_{l\lambda} = \frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \ln \frac{d_1}{d_2} \quad - \quad \text{линейное термическое сопротивление}$$

теплопроводности трубы.

При значениях  $d_2/d_1$  близких к единице расчеты  $R_{l\lambda}$  должны производиться с высокой точностью, т.к. при округлении  $d_2/d_1$  до одного знака после запятой погрешность вычисления логарифма будет больше 10%. С точностью до 4% при  $d_2/d_1 < 2$  в практических расчетах рекомендуется пользоваться формулой для плоской стенки:

$$q_l = \frac{\Delta t}{\delta/\lambda} \cdot \pi \cdot d_{cp} = \frac{\Delta t}{\frac{d_2 - d_1}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot d_{cp}}},$$

где  $d_{cp} = 0,5(d_1 + d_2)$  - средний диаметр трубы.

В толще однородной цилиндрической стенки температура изменяется по логарифмическому закону.

## Многослойная цилиндрическая стенка

Аналогично многослойной плоской стенке, полное термическое сопротивление многослойной цилиндрической стенки можно записать:

$$R_{l\lambda} = \sum_{i=1}^n R_{l\lambda i} = \sum_{i=1}^n \left( \frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \right) \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i},$$

где  $d_i$  и  $d_{i+1}$  - соответственно внутренний и внешний диаметры  $i$ -го слоя.

Тогда линейная плотность теплового потока будет:

$$q_l = \frac{\Delta t}{\sum_{i=1}^n R_{l\lambda i}} = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \left( \frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \right) \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}},$$

Для многослойной цилиндрической стенки распределение температур - ломаная логарифмическая линия.

## Задачи для самостоятельного решения

1. Определить тепловой поток через бетонную стену здания толщиной 200 мм, высотой 2,5 м и длиной 2 м, если температуры на ее поверхностях  $t_{c1}=20^\circ\text{C}$ ,  $t_{c2}= -10^\circ\text{C}$ , а коэффициент теплопроводности  $\lambda=1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ .
2. Определить коэффициент теплопроводности материала стенки толщиной 50 мм, если плотность теплового потока через нее  $100 \text{ Вт}/\text{м}^2$ , а разность температур на поверхностях  $\Delta t = 20^\circ \text{C}$ .
3. Плоскую поверхность необходимо изолировать так, чтобы потери теплоты с единицы поверхности в единицу времени не превышали  $450 \text{ Вт}/\text{м}^2$ . Температура поверхности под изоляцией  $t_{c1}=450^\circ\text{C}$ , температура внешней поверхности изоляции  $t_{c2}=50^\circ\text{C}$ . определить толщину изоляции, выполненной из совелита, для которого  $\lambda=0,09+0,0000874 \cdot t$ .
4. Распределение температуры по толщине плоской стенки с  $\lambda=2 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  имеет вид  $t_x=100+150 \cdot x$ , где температура  $t$  выражена в градусах Цельсия, а координата  $x$  -

в метрах и измеряется от одной поверхности стенки. найти плотность теплового потока через стенку. Нарисовать распределение температур в стенке толщиной  $\delta=20\text{см}$ . В какую сторону направлен тепловой поток ?

5. Плотность теплового потока через плоскую стенку толщиной 50 мм  $q=70\text{ Вт/м}^2$ . Определить разность температур на поверхностях стенки и численное значение градиента температуры в стенке, если она выполнена: а) из латуни [ $\lambda=70\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ]; из красного кирпича [ $\lambda=0,7\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ]; из пробки [ $\lambda=0,07\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ].

6. Плоская стенка бака площадью  $5\text{ м}^2$  покрыта двухслойной тепловой изоляцией. Стенка бака стальная, толщиной  $\delta_1=8\text{мм}$  с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_1=46,5\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . Первый слой изоляции выполнен из новоасбозурита толщиной  $\delta_2=50\text{мм}$  ( $\lambda_2=0,144+0,00014\cdot t$ ). второй слой изоляции толщиной  $\delta_3=10\text{мм}$  представляет собой известковую штукатурку ( $\lambda_3=0,698\text{ Вт}/\text{м}\cdot^\circ\text{C}$ ). Температура внутренней поверхности стенки бака  $t_{c1}=250^\circ\text{C}$  и внешней поверхности изоляции  $t_{c4}=50^\circ\text{C}$ . Вычислить количество теплоты, передаваемой через стенку, температуры на границах слоев изоляции и построить график распределения температуры.

7. Стены сушильной камеры выполнены из слоя красного кирпича толщиной  $\delta_1=250\text{мм}$  [ $\lambda_1=0,7\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ] из слоя строительного войлока [ $\lambda_2=0,0465\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ]. Вычислить температуру в плоскости соприкосновения слоев и толщину войлочного слоя при условии, что тепловые потери равны 0.

8. Стенка неэкранированной топочной камеры парового котла выполнена из слоя пеношамота ( $\lambda_1=0,28+0,00023\cdot t$ ) толщиной  $\delta_1=125\text{мм}$  и слоя красного кирпича ( $\lambda_2=0,7\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ) толщиной  $\delta_2=500\text{мм}$ . Слои плотно прилегают друг к другу. Температура на внутренней поверхности топочной камеры  $t_{c1}=1100^\circ\text{C}$ , а на наружной  $t_{c3}=50^\circ\text{C}$ . Вычислить плотность теплового потока и температуру в плоскости соприкосновения слоев.

9. Нефтепровод с наружным диаметром 1220мм и толщиной стенки  $\delta_{тр}=10\text{мм}$  [ $\lambda_{тр}=55 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ] имеет три слоя изоляции толщиной  $\delta_1=8\text{мм}$ ,  $\delta_2=12\text{мм}$ ,  $\delta_3=25\text{мм}$ . Коэффициенты теплопроводности изоляции  $\lambda_1=0,0035\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ,  $\lambda_2=0,06\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ,  $\lambda_3=0,12 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . температура на внутренней поверхности трубы  $t_{вн}=60^\circ\text{С}$ , а на наружной поверхности изоляции  $t_{нар} = -5^\circ\text{С}$ . Определить линейную плотность теплового потока.

10. Железобетонная дымовая труба [ $\lambda_2=1.1 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ] внутренним диаметром  $d_2=800\text{мм}$  и наружным диаметром  $d_3=1300\text{мм}$  должна быть футерована внутри огнеупором [ $\lambda_1=0,5 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ]. Определить толщину футеровки и температуру наружной поверхности трубы  $t_{c3}$  из условий, чтобы тепловые потери с 1м трубы не превышали 2000 Вт/м, а температура внутренней поверхности железобетонной стенки  $t_{c2}$  не превышала  $200^\circ\text{С}$ . Температура внутренней поверхности футеровки  $t_{c1}=425^\circ\text{С}$ .

11. В приборе для определения коэффициента теплопроводности жидкостей по методу «нагретой нити» в кольцевой зазор между платиновой нитью и кварцевой трубкой залито испытываемое трансформаторное масло. Диаметр и длина платиновой нити  $d_1=0,12\text{мм}$  и  $l=90\text{мм}$ ; внутренний и наружный диаметры кварцевой трубки  $d_2=1\text{мм}$ ,  $d_3=3\text{мм}$ , коэффициент теплопроводности кварца  $\lambda_{кв}=1,4 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . Вычислить коэффициент теплопроводности и среднюю температуру трансформаторного масла, если при расходе теплоты через кольцевой слой масла  $Q=1,8\text{Вт}$ , температура платиновой нити  $t_{c1}=106,9^\circ\text{С}$  и температура внешней поверхности кварцевой трубки  $t_{c3}=30,6^\circ\text{С}$ .

## Теплопередача

В технике часто приходится рассчитывать стационарный процесс переноса теплоты от одного теплоносителя другому через разделяющую стенку. Такой процесс называется теплопередачей.

### Плоская стенка

Рассмотрим теплопередачу между двумя жидкостями через разделяющую из многослойную плоскую стенку. Здесь передача теплоты делится на три процесса:

1) В начале теплота передается от горячего теплоносителя  $t_{ж1}$  к поверхности стенки путем конвективного теплообмена, который может сопровождаться излучением. Интенсивность процесса теплоотдачи характеризуется коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_1$ .

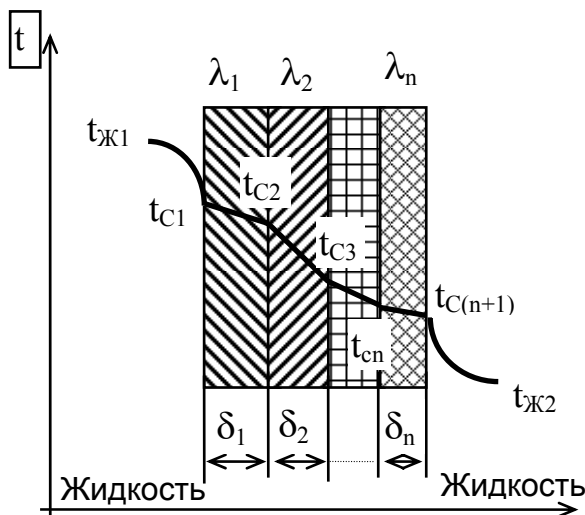


Рис. 31. Распределение температур при теплопередаче через многослойную плоскую стенку

2) Затем теплота теплопроводностью переносится поочередно от одной поверхности стенки к другой, которая характеризуется коэффициентом теплопроводности  $\lambda(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ .

3) И, наконец, теплота опять путем конвективного теплообмена передается от поверхности стенки к холодной жидкости  $t_{ж2}$ . Этот процесс характеризуется коэффициентом теплоотдачи  $\alpha_2$ .

При стационарном режиме плотность теплового потока во всех трех процессах одинакова и может быть записана следующим образом:

1. по закону Ньютона - Рихмана

$$q = \alpha_1 \cdot (t_{ж1} - t_{c1}) = \frac{l}{R_{\alpha 1}} \cdot (t_{ж1} - t_{c1}),$$

2. по закону Фурье

$$q = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}},$$

3. по закону Ньютона - Рихмана

$$q = \alpha_2 \cdot (t_{c(n+1)} - t_{ж2}) = \frac{l}{R \cdot \alpha_2} \cdot (t_{c(n+1)} - t_{ж2}),$$

где  $R_{\alpha 1} = \frac{l}{\alpha_1}$  и  $R_{\alpha 2} = \frac{l}{\alpha_2}$  - термическое сопротивление внешней

теплоотдачи соответственно от горячего теплоносителя к стенке и от стенки к холодному теплоносителю.

Из вышеприведенных уравнений составив систему уравнений:

$$\begin{cases} t_{ж1} - t_{c1} = q \cdot R_{\alpha 1} \\ t_{c1} - t_{c(n+1)} = q \cdot \sum_{i=1}^n R_{\lambda i}, \\ t_{c(n+1)} - t_{ж2} = q \cdot R_{\alpha 2} \end{cases}$$

сложив правые и левые части, получим уравнения теплопередачи через многослойную плоскую стенку:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = q \cdot (R_{\alpha 1} + \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} + R_{\alpha 2})$$

или

$$q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{R_{\alpha 1} + \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} + R_{\alpha 2}} = \frac{\Delta t}{R_k},$$

где  $\Delta t = (t_{ж1} - t_{ж2})$  - температурный напор, заданный условиями задачи;

$R_k$  - термическое сопротивление теплопередачи от горячего теплоносителя к холодному.

Величина, обратная  $R_k$ , называется коэффициентом теплопередачи  $K$ :

$$K = \frac{l}{R_k} = \frac{l}{\frac{l}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{l}{\alpha_2}},$$

Коэффициент теплопередачи  $K$  характеризует интенсивность процесса теплопередачи от горячего теплоносителя к холодному через разделяющую их стенку.

Тогда уравнение теплопередачи можно записать:

$$q = K \cdot (t_{ж1} - t_{ж2}) = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{R_k} \text{ или } Q = K \cdot (t_{ж1} - t_{ж2}) \cdot F$$

Граничные температуры определяются из (3.4):

$$t_{c1} = t_{ж1} - q \cdot R_{\alpha1}$$

$$t_{c(n+1)} = t_{ж1} - q \cdot (R_{\alpha1} + \sum_{i=1}^n R_{\lambda i}) = t_{ж2} - q \cdot R_{\alpha1}'$$

Очевидно, что для однослойной плоской стенки формулы справедливы, где  $\sum_{i=1}^n R_{\lambda i} = R_{\lambda}$ ,  $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} = \frac{\delta}{\lambda}$ ,  $t_{c(n+1)} = t_{c2}$ .

### Цилиндрическая стенка

Рассмотрим теплопередачу между двумя жидкостями через разделяющую их многослойную цилиндрическую стенку.

аналогично теплопередаче через плоскую стенку, линейную плотность теплового потока через многослойную цилиндрическую стенку при стационарном режиме можно записать:

1. по закону Ньютона - Рихмана

$$q_l = \alpha_1 \cdot (t_{ж1} - t_{c1}) \cdot \pi \cdot d_l = \frac{t_{ж1} - t_{c1}}{R_{l\lambda i}},$$

2. по закону Фурье

$$q_l = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\sum_{i=1}^n \frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{l\lambda i}},$$

3. по закону Ньютона - Рихмана

$$q_l = \alpha_2 \cdot (t_{c(n+1)} - t_{ж2}) \cdot \pi \cdot d_{n+1} = \frac{t_{c(n+1)} - t_{ж2}}{R_{l\alpha_2}},$$

где  $R_{l\alpha_1} = \frac{l}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1}$  и  $R_{l\alpha_2} = \frac{l}{\pi \cdot d_{n+1} \cdot \alpha_2}$  - термические сопротивления

внутренней и внешней теплоотдачи на единицу длины.

Аналогично получим линейную плотность теплового потока:

$$q_l = K_l \cdot (t_{ж1} - t_{ж2}) = \frac{\Delta t}{R_{lk}},$$

где  $R_{lk}$  - линейное термическое сопротивление, (м·К)/Вт.

$K_l$  - линейный коэффициент теплопередачи, Вт/(м·К)

$$K_l = \frac{l}{R_{lk}} = \frac{l}{\frac{l}{\pi \cdot d_1 \cdot \alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{l}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{l}{\pi \cdot d_{n+1} \cdot \alpha_2}},$$

Граничные температуры цилиндрической стенки определяются как

$$\begin{aligned} t_{c1} &= t_{ж2} - q_l \cdot R_{l\alpha_1} \\ t_{c(n+1)} &= t_{ж2} + q_l \cdot R_{l\alpha_2} \end{aligned}$$

### Интенсификация теплопередачи

Согласно уравнению теплопередачи:

$$q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{R_k},$$

для интенсификации теплопередачи нужно либо увеличить числитель ( $t_{ж1} - t_{ж2}$ ) либо уменьшить термическое сопротивление теплопередачи  $R_k$ . Температуры теплоносителей обусловлены требованиями технологического процесса, поэтому изменить их обычно не удастся.

Термическое сопротивление теплопередачи  $R_k$ , можно уменьшить, воздействуя на любую из составляющих  $R_{\alpha_1}$ ,  $R_\lambda$ ,  $R_{\alpha_2}$ . Однако, эффективнее уменьшить наибольшее из слагаемых:

$$R_k = R_{\alpha_1} + R_\lambda + R_{\alpha_2} = \frac{l}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{l}{\alpha_2},$$



Значит, если  $R_\lambda$  намного меньше  $R_{\alpha 1}$  и  $R_{\alpha 2}$ , то для существенного уменьшения  $R_k$  необходимо уменьшить  $R_\alpha$  той жидкости, которая имеет меньший коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ . То есть, допустим, оребрять стенку необходимо со стороны жидкости с меньшим коэффициентом теплоотдачи  $\alpha$ .

Аналогичного результата можно достичь увеличив и больший коэффициент теплоотдачи, но для этого требуются дополнительные затраты мощности на увеличение скорости течения теплоносителя.

Тепловой поток через оребренную стенку определяется по формуле:

$$Q = K_p \cdot F_1 \cdot (t_{ж1} - t_{ж2}),$$

где  $K_p = \frac{l}{\frac{l}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{l}{\alpha_{2p} \cdot \epsilon_p}}$  - коэффициент теплопередачи через

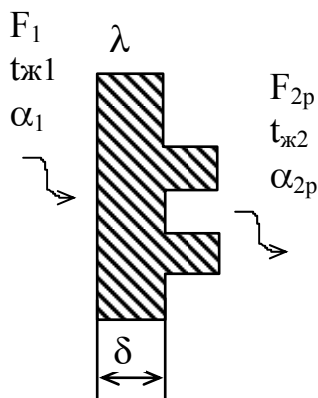


Рис. 32. К расчету теплопередачи через оребренную стенку

оребренную стенку;

$\epsilon_p = F_{2p}/F_1$  - коэффициент оребрения;

$F_{2p}$  и  $F_1$  - площади соответственно оребренной и не оребренной поверхностей стенки;

$\alpha_1$  - коэффициент теплоотдачи от оребренной поверхности стенки к жидкости или газу.

Отсюда видно, что с увеличением

коэффициента оребрения  $\epsilon_p$  увеличивается коэффициент теплопередачи  $K_p$ , а значит и тепловой поток. Поэтому ребристыми выполняют радиаторы отопления, корпуса двигателей, радиаторы для охлаждения воды в двигателях внутреннего сгорания.

## Тепловая изоляция

Для уменьшения потерь теплоты многие сооружения приходится теплоизолировать, покрывая их стенки слоем материала с малой

теплопроводностью ( $\lambda < 0,2$  Вт/(м·К)). Такие материалы называются теплоизоляторами. Большинство теплоизоляторов состоит из волокнистой, порошковой и пористой основы, заполненной воздухом. Термическое сопротивление теплоизолятора создает воздух, а основа лишь препятствует возникновению естественной конвекции воздуха и переносу теплоты излучением.

Теплоизоляционные свойства материалов ухудшаются с увеличением плотности, температуры и влажности материала.

Для плоской стенки увеличение толщины слоя изоляции увеличивает ее термическое сопротивление  $R_\lambda$ , в результате чего увеличивается суммарное термическое сопротивление теплопередачи  $R_k$ . Значение  $R_{\alpha_1}$  и  $R_{\alpha_2}$  при этом не меняется.

Для цилиндрической стенки увеличение толщины слоя изоляции так же увеличивает  $R_\lambda$ , но одновременно уменьшает  $R_{\alpha_2} = 1/\pi \cdot d_2 \cdot \alpha_2$  ( $d_2$  - наружный диаметр цилиндрической стенки). И при некоторых условиях нанесение изоляции на трубу может привести к увеличению теплотерь.

Теплоизоляция цилиндрической поверхности эффективно работает только при условии:

$$d_2 \geq d_{кр} = \frac{2 \cdot \lambda_{из}}{\alpha_2},$$

где  $d_{кр}$  - критический наружный диаметр;

$\lambda_{из}$  - коэффициент теплопроводности изоляции.

### Задачи по теплопередаче

1. Вычислить потери теплоты через единицу поверхности кирпичной обмуровки парового котла в зоне размещения водяного экономайзера, если толщина стенки  $\delta = 250$  мм, температура газов  $t_{ж1} = 700^\circ\text{C}$  и воздуха в котельной  $t_{ж2} = 30^\circ\text{C}$ . Коэффициент теплоотдачи от газов к поверхности стенки  $\alpha_1 = 23$  Вт/( $\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ ) и от стенки к воздуху  $\alpha_2 = 12$  Вт/( $\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ ). коэффициент теплопроводности стенки  $\lambda = 0,7$  Вт/( $\text{м} \cdot ^\circ\text{C}$ ).

2. Вычислить температуры на поверхностях стенки, если заданы следующие величины: температура дымовых газов  $t_{ж1}=1000^{\circ}\text{C}$ , кипящей воды  $t_{ж2}=200^{\circ}\text{C}$ ; коэффициенты теплоотдачи от газов к стенке  $\alpha_1=100\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^{\circ}\text{C})$  и от стенки к кипящей воде  $\alpha_2=5000\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^{\circ}\text{C})$ . Коэффициент теплопроводности материала стенки  $\lambda=50\text{Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$  и толщина стенки  $\delta=12\text{мм}$ . Решить задачу при условии, что в процессе эксплуатации поверхность нагрева парового котла со стороны дымовых газов покрылась слоем сажи толщиной  $\delta_c=1\text{мм}$  [ $\lambda_c=0,08\text{Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$ ] и со стороны воды слоем накипи  $\delta_n=1\text{мм}$  [ $\lambda_n=50\text{Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$ ]. Вычислить плотность теплового потока через  $1\text{м}^2$  загрязненной поверхности нагрева и температуры на поверхностях соответствующих слоев  $t_{c1}$ ,  $t_{c2}$ ,  $t_{c3}$ ,  $t_{c4}$ . Нарисовать распределение температуры по слоям стенки. Сравнить результаты расчета с ответом задачи 2 и определить уменьшение тепловой нагрузки.
3. Вычислить плотность теплового потока  $q, \text{Вт}/\text{м}^2$ , в пластинчатом воздухоподогревателе, если известно, что средняя температура газов  $t_{ж1}=315^{\circ}\text{C}$  и средняя температура воздуха  $t_{ж2}=135^{\circ}\text{C}$ , соответственно коэффициенты теплоотдачи  $\alpha_1=23\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^{\circ}\text{C})$  и  $\alpha_2=30\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^{\circ}\text{C})$ . Толщина листов подогревателя  $\delta=2\text{мм}$ . Коэффициент теплопроводности материала листов  $\lambda=50\text{Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$ .
4. Определить температуры на поверхностях кирпичной стены помещения толщиной в 2 кирпича ( $\delta=510\text{мм}$ ) с коэффициентом теплопроводности  $\lambda=0,8\text{Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$ . Температура воздуха внутри помещения  $t_{ж1}=18^{\circ}\text{C}$ ; коэффициент теплоотдачи к внутренней поверхности стенки  $\alpha_1=7,5\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^{\circ}\text{C})$ ; температура наружного воздуха  $t_{ж2}=-30^{\circ}\text{C}$ ; коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности стены, обдуваемой ветром,  $\alpha_2=20\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^{\circ}\text{C})$ . Решить задачу, если стена покрыта снаружи слоем тепловой изоляции толщиной 50мм с коэффициентом теплопроводности  $\lambda=0,08\text{Вт}/(\text{м}\cdot^{\circ}\text{C})$ . Сравнить потери теплоты через изолированную и

неизолированную стенки. Нарисовать распределение температур по слоям стенки.

5. Определить тепловой поток через наружную стену холодильника размером 40х6 м. Температура наружного воздуха  $t_1=28^\circ\text{C}$ , температура воздуха в холодильнике  $t_2= -20^\circ\text{C}$ . Стена холодильника толщиной 250мм с коэффициентом теплопроводности  $\lambda=1,28 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  покрыта слоями: пароизоляции  $\delta_{\text{п}}=5\text{мм}$  и  $\lambda_{\text{п}}=0,82 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ , теплоизоляции  $\delta_{\text{т}}=250\text{мм}$  и  $\lambda_{\text{т}}=0,05 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ , штукатурки  $\delta_{\text{шт}}=20\text{мм}$  и  $\lambda_{\text{шт}}=0,78 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . Коэффициенты теплоотдачи: от наружного воздуха к стене  $\alpha_1=23,3\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ ; от внутренних стен к воздуху в холодильнике  $\alpha_2=10,5\text{Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ .
6. Стена здания выполнена из строительного кирпича толщиной  $\delta=350\text{мм}$ , с обеих сторон покрыта штукатуркой толщиной 20мм. Коэффициенты теплоотдачи; от наружного воздуха к стене  $\alpha_1=25,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ , от стены к воздуху в помещении  $\alpha_2=8,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$ . Температура наружного воздуха  $t_{\text{н}}= -30^\circ\text{C}$ , температура внутри помещения  $t_{\text{в}}=22^\circ\text{C}$ . Определить удельный тепловой поток и температуру внутренней поверхности стены  $\tau_{\text{в}}$  если коэффициенты теплопроводности кирпича  $\lambda_{\text{к}}=0,81 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  и штукатурки  $\lambda_{\text{шт}}=0,78 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ . Какими станут тепловой поток и температура внутренней поверхности стен, и если стены внутри оклеить гофрированной бумагой  $\lambda_{\text{б}}=0,064 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$  толщиной 5мм.
7. Найти площадь поверхности нагрева секционного водо-водяного подогревателя производительностью  $Q=1500 \text{ кВт}$  при условии, что средняя температура нагреваемой воды  $t_{\text{ж2}}=77^\circ\text{C}$ . Поверхность нагрева выполнена из латунных трубок диаметром  $d_1/d_2=14/16\text{мм}$  с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{\text{с}}=120 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$ . На внутренней поверхности трубок имеется слой накипи  $\delta_{\text{н}}=0,2\text{мм}$  с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{\text{н}}=2 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$ . Коэффициент теплоотдачи со стороны греющей воды  $\alpha_1=10000 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot^\circ\text{C})$  и со стороны нагреваемой воды

$\alpha_2=4000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$ . Так как отношение диаметров  $d_1/d_2 \leq 1,8$ , то расчет можно провести по формуле для плоской стенки.

8. Вычислить потерю теплоты с 1м неизолированного трубопровода диаметром  $d_1/d_2=150/165\text{мм}$ , проложенного на открытом воздухе, если внутри трубы протекает вода со средней температурой  $t_{ж1}=90^\circ\text{С}$  и температура окружающего воздуха  $t_{ж2}= -15^\circ\text{С}$ . Коэффициент теплопроводности материала трубы  $\lambda=50 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{С})$ . Коэффициент теплоотдачи от воды к стенке трубы  $\alpha_1=1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$  и от трубы к окружающему воздуху  $\alpha_2=12 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С})$ . Определить так же температуры на внутренней и внешней поверхностях трубы.
9. По изолированному стальному трубопроводу диаметром  $50 \times 3,5\text{мм}$  течет холодный агент температурой  $-25^\circ\text{С}$ , коэффициент теплоотдачи от стены к холодному агенту  $\alpha_2=1520 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Температура воздуха в помещении  $t_{в}=20^\circ\text{С}$ , коэффициент теплоотдачи от воздуха к поверхности трубопровода  $\alpha_1=12,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Изоляцией служит слой стекловаты толщиной 100мм. Определить потери холода с изоляцией и без нее.
10. По трубопроводу, покрытому изоляцией, с наружным диаметром 280мм и длиной 20м, протекает холодный агент температурой  $t_x= -17^\circ\text{С}$ ; температура окружающего воздуха  $t_{в}=18^\circ\text{С}$ , коэффициент теплоотдачи от воздуха к наружной поверхности  $\alpha_1=25,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ , коэффициент теплопередачи  $K=0,36 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ . Определить тепловой поток к холодному агенту и температуру на наружной поверхности трубопровода.

### **Конвективный теплообмен**

Обычно жидкие и газообразные теплоносители нагреваются или охлаждаются при соприкосновении с поверхностями твердых тел. Например, дымовые газы в печах отдают теплоту нагреваемым заготовкам, а в паровых котлах – трубам, внутри которых греется или кипит вода; воздух в комнате греется от горячих приборов отопления и т.д. *Процесс теплообмена между*

*поверхностью твердого тела и жидкостью называется теплопередачей, а поверхность тела, через которую переносится теплота, - поверхностью теплообмена или теплоотдающей поверхностью.*

Согласно закону Ньютона и Рихмана тепловой поток в процессе теплоотдачи пропорционален площади поверхности теплообмена  $F$  и разности температур поверхности  $t_c$  и жидкости  $t_{ж}$ :

$$Q = \alpha F |t_c - t_{ж}|$$

В процессе теплоотдачи независимо от направления теплового потока  $Q$  (от стенки к жидкости или наоборот) значение его можно считать положительным, поэтому разность  $t_c - t_{ж}$  берут по абсолютной величине.

Коэффициент пропорциональности  $\alpha$  называется коэффициентом теплоотдачи; его единица измерения  $Вт/(м^2 \cdot К)$ . Он характеризует интенсивность процесса теплоотдачи. Численное значение его равно тепловому потоку от единичной поверхности теплообмена при разности температур поверхности и жидкости в 1 К.

Коэффициент теплоотдачи обычно определяют экспериментально, измеряя тепловой поток  $Q$  и разность температур  $\Delta t = t_c - t_{ж}$  в процессе теплоотдачи от поверхности известной площади  $F$ . Затем по формуле  $Q = \alpha F |t_c - t_{ж}|$  рассчитывают  $\alpha$ . При проектировании аппаратов (проведении тепловых расчетов) по этой формуле определяют одно из значений  $Q$ ,  $F$  или  $\Delta t$ . При этом  $\alpha$  находят по результатам обобщения ранее проведенных экспериментов.

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  зависит от физических свойств жидкости и характера ее движения. Различают естественное и вынужденное движение (конвекцию) жидкости. Вынужденное движение создается внешним источником (насосом, вентилятором, ветром). Естественная конвекция возникает за счет теплового расширения жидкости, нагретой около теплоотдающей поверхности в самом процессе теплообмена. Она будет тем

сильнее, чем больше разность температур  $\Delta t = t_c - t_{ж}$  и температурный коэффициент объемного расширения:

$$\beta = \frac{1}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p=const}$$

где  $v = 1/\rho$  - удельный объем жидкости.

Для газов, которые в большинстве случаев приближенно можно считать идеальными, коэффициент объемного расширения можно получить, воспользовавшись уравнением Клапейрона:

$$\beta = 1/T$$

Температурный коэффициент объемного расширения капельных жидкостей значительно меньше, чем газов. В небольшом диапазоне изменения температур, а значит, и удельных объемов производную в уравнении  $\beta = \frac{1}{v} \left( \frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p=const}$  можно заменить отношением конечных разностей параметров холодной (с индексом «ж») и прогретой (без индексов) жидкости:

$$\beta \approx \frac{1}{v} \left( \frac{v - v_{ж}}{t - t_{ж}} \right) = \frac{\rho_{ж} - \rho}{\rho_{ж} (t - t_{ж})}$$

Разность плотностей  $\rho_{ж} - \rho = \beta \rho_{ж} (t - t_{ж})$  приводит к тому, что на любой единичный объем прогретой жидкости будет действовать подъемная сила  $F_{п}$ , равная алгебраической сумме выталкивающей архимедовой силы  $A = -\rho_{ж} \cdot g$  и силы тяжести  $G = \rho \cdot g$ :

$$F_{п} = A + G = -g(\rho_{ж} - \rho) = -\beta \rho_{ж} (t - t_{ж}).$$

### Пограничный слой

Рассмотрим процесс теплоотдачи от потока теплоносителя к продольно омываемой им пластине. Скорость и температура набегающего потока постоянна и равны  $w_{ж}$  и  $t_{ж}$ .

Как уже отмечалось, частицы жидкости, непосредственно соприкасающиеся с поверхностью, адсорбируются («прилипают»). Соприкасаясь с неподвижным слоем, тормозятся и более удаленные от

поверхности слой жидкости. Зона потока, в которой наблюдается уменьшение скорости ( $w < w_{ж}$ ), вызванное вязким взаимодействием жидкости с поверхностью, называется гидродинамическим пограничным слоем. За пределами пограничного слоя течет невозмущенный поток. На начальном участке гидродинамический слой очень тонок (в лобовой точке с координатой  $x=0$  толщина равна 0) и течение в нем ламинарное – струйки жидкости движутся параллельно, не перемешиваясь. При удалении от лобовой точки толщина пограничного слоя растет. На некотором расстоянии ламинарное течение становится неустойчивым. В пограничном слое появляются вихри (турбулентные пульсации скорости). Постепенно турбулентный режим течения распространяется почти на всю толщину гидродинамического пограничного слоя. Лишь около самой поверхности пластины в турбулентном пограничном слое сохраняется тонкий ламинарный, или вязкий, подслой, где скорость невелика и силы вязкости гасят турбулентные вихри.

Аналогичным образом осуществляется и тепловое взаимодействие потока с пластиной. Частицы жидкости, «прилипшие» к поверхности, имеют температуру, равную температуре поверхности  $t_c$ . Соприкасающиеся с этими частицами движущиеся слои жидкости охлаждаются, отдавая им свою теплоту. От соприкосновения с этими слоями охлаждаются следующие более удаленные от поверхности слои потока – так формируется тепловой пограничный слой, в пределах которого температура меняется от  $t_c$  на поверхности до  $t_{ж}$  в невозмущенном потоке.

С удалением от лобовой точки количество охлаждающейся у пластины жидкости увеличивается, и толщина теплового пограничного слоя возрастает. В общем случае толщины теплового и гидродинамического слоев не равны, но часто достаточно близки друг к другу, особенно в газах.

При ламинарном течении тепловой поток от охлаждающейся в пограничном слое жидкости переносится к поверхности только за счет



теплопроводности т.е.  $\alpha \sim \lambda / \delta_T$ . Основное термическое сопротивление сосредоточено в тонком ламинарном подслое.

Чтобы получить аналитическое выражение для коэффициента теплоотдачи, необходимо интегрировать систему дифференциальных уравнений, описывающих движение жидкости и перенос теплоты в ней. Даже при существенных упрощениях это возможно лишь в отдельных случаях при ламинарном течении жидкости, поэтому обычно для получения расчетных зависимостей прибегают к экспериментальному изучению явления.

### Числа подобия

Основная трудность, возникающая при экспериментальном исследовании конвективного теплообмена, заключается в том, что коэффициент теплоотдачи зависит от многих параметров. Чтобы уменьшить число их согласно теории подобия объединяют в меньшее число переменных, называемых числами подобия (они безразмерны).

Каждое из безразмерных чисел имеет определенный физический смысл. Их принято обозначать первыми буквами фамилий ученых, внесших существенный вклад в изучение процессов теплопереноса и гидродинамики, и называть в честь этих ученых.

Число Нуссельта:

$$\overline{Nu} = \overline{\alpha l} / \lambda$$

представляет собой безразмерный коэффициент теплоотдачи.

Число Рейнольдса:  $Re = w_{ж} l / \nu$

Выражает отношение сил инерции (скоростного напора)  $F_{и} = \rho \cdot w_{ж}^2 / 2$  к силам вязкого трения  $F_{\mu} \sim \mu \cdot w_{ж} / l$ .

При течении жидкости в трубах ламинарный режим на стабилизированном участке наблюдается до  $Re = w \cdot d / \nu = 2300$ , а при  $Re > 10^4$  устанавливается развитый турбулентный режим (здесь  $d$  – внутренний диаметр трубы).

Число Прандтля:  $Pr=c \cdot \rho \cdot v / \lambda$ .

Состоит из величин характеризующих теплофизические свойства вещества и по существу само является теплофизической константой вещества. Значение число  $Pr$  приводится в справочниках.

В случае естественной конвекции скорость жидкости вдали от поверхности  $w_{ж}=0$  и соответственно  $Re=0$ , но на теплоотдачу будет влиять подъемная сила  $F_{п}$ . Это приведет к появлению другого безразмерного параметра – числа Грасгофа:

$$Gr=g \cdot \beta(t_c-t_{ж})l^3/\nu^2.$$

Оно характеризует отношение подъемной силы, возникающей вследствие теплового расширения жидкости, к силам вязкости.

### **Массообмен**

Большинство веществ, используемых в технике, представляет собой многокомпонентные системы. Нефтепродукты и нефть – это смесь различных углеводородов. Поэтому многие процессы теплообмена сопровождаются переносом массы.

Если в некоторой изолированной системе содержится смесь компонентов с первоначально неоднородным распределением концентраций, то в ней возникает перенос массы компонентов смеси, стремящейся к установлению равновесного (равномерного) поля концентраций.

Перенос вещества в смеси, обусловленный тепловым хаотическим движением микрочастиц вещества (молекул, ионов, атомов), называется молекулярной диффузией. Молекулярная диффузия вследствие неоднородного распределения концентраций в смеси называется концентрационной диффузией.

При перемещении, т.е. конвекции, масса компонента переносится макроскопическими элементами смеси. Перенос массы за счет совместного действия молекулярной диффузии и конвективного переноса вещества называется конвективным массообменом. Конвективный массообмен между

жидкой (твердой) поверхностью и окружающей средой называется массоотдачей. Плотность потока массы при концентрационной диффузии определяют уравнением, аналогичным уравнению Ньютона-Рихмана:

$$j_i = \rho \cdot \beta_M \cdot (m_{ic} - m_{io}),$$

где  $\beta_M$  - коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности концентраций диффундирующего вещества, м/с;

$m_{ic}$  и  $m_{io}$  - концентрации вещества на поверхности массоотдачи и в окружающей среде.

Поток массы от поверхности площадью  $F$  определяют по формуле:

$$J_i = \rho \cdot \beta_M \cdot (m_{ic} - m_{io}) \cdot F.$$

### **Числа подобия конвективного массообмена**

Диффузионное число подобия Нуссельта  $Nu_D = \frac{\beta_M \cdot L_o}{D}$ . В научной литературе его часто обозначают как число Шервуда  $Sh = \frac{\beta_M \cdot L_o}{D}$ , которое показывает отношение действительной плотности потока при массоотдаче к плотности потока массы при чистой диффузии.

При конвективном массообмене вместо теплового числа подобия Прандтля  $P_r$  используют диффузионное число Прандтля  $P_{r_D} = \frac{\nu}{D}$ , в научной литературе его часто обозначают как число подобия Шмидта  $Sc = \frac{\nu}{D}$ . Этот критерий подобия при определенных условиях является мерой подобия скоростных и концентрационных полей в потоке. При наличии фазового перехода используют число подобия  $K = \frac{r}{C \cdot \Delta t}$ , где  $r$  - теплота фазового перехода;  $C$  - теплоемкость;  $\Delta t$  - разность температур фазового перехода и действительной температуры в процессе. Число  $K$  является мерой отношения теплового потока, идущего на фазовое превращение вещества, к теплоте

перегрева (переохлаждения) одной из фаз. Кроме того, используются известные критерии подобия  $Re$  и  $Gr$ .

В общем случае при стационарном процессе конвективный массообмен описывается уравнением подобия:  $Sh = C \cdot Re^{i_w} \cdot Sc^\gamma \cdot \left(\frac{d_o}{D_p}\right)^\delta \cdot \left(\frac{P_i}{P}\right)^{i_{P_i}}$ .

Неизвестные коэффициенты  $C$ ,  $i_w$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$ ,  $i_{P_i}$  определяются на основе эксперимента.

### Частные случаи конвективного теплообмена

#### Поперечное обтекание одиночной трубы и пучка труб.

Экспериментальные данные по теплоотдаче при поперечном обтекании одиночной круглой трубы спокойным, нетурбулизированным потоком обобщается формулой:

$$\overline{Nu}_{жс} = (0,43 + C \cdot Re_{жс}^n \cdot Pr_{жс}^{0,38}) \cdot \varepsilon_\varphi,$$

где значение коэффициента  $C$  и показателя степени  $n$  в зависимости от критерия  $Re_{жс}$  приведены в таблице 3:

Таблица 3

#### Экспериментальные данные по теплоотдаче

$Re_{жс}$	$1-4 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^3-4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4-4 \cdot 10^5$
$C$	0,55	0,2	0,027
$n$	0,5	0,62	0,8

Коэффициент  $\varepsilon_\varphi$  учитывает угол между направлением течения потока и осью трубы. Наибольшие значения  $\alpha$  ( $\varepsilon_\varphi=1$ ) наблюдаются при расположении труб перпендикулярно потоку. Если труба наклонена, то значение  $\varepsilon_\varphi$  можно взять из графика.

Во многих теплообменниках трубы располагаются в виде шахтных или коридорных пучков. Коэффициент теплоотдачи при поперечном

обтекании таких пучков в интервале  $Re_{ж}=10^3 \div 10^5$  можно рассчитать по формуле:

$$Nu_{жс} = C Re_{жс}^n Pr_{жс}^{0,33} (Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25} \varepsilon_\phi \varepsilon_s$$

Для шахтных пучков  $C=0,41$ ;  $n=0,6$ , для коридорных  $C=0,26$ ;  $n=0,65$ . Определяющим размером является наружный диаметр труб, определяющей температурой – среднее значение между температурами жидкости от пучка и после него. Скорость  $w_{ж}$  рассчитывается как отношение объемного расхода теплоносителя при  $\overline{t}_{жс}$  к наиболее узкому сечению в пучке, ширина которого меньше ширины канала на значение произведения наружного диаметра труб на их число в одном ряду. Поправочный коэффициент  $\varepsilon_s$  учитывает влияние поперечного  $s_1$  и продольного  $s_2$  шагов. Для шахтного пучка  $\varepsilon_s=(s_1/s_2)^{1/6}$  при  $(s_1/s_2)<2$  и  $\varepsilon_s=1,12$  при  $(s_1/s_2)\geq 2$ . Для коридорного пучка  $\varepsilon_s=(s_2/d)^{-0,15}$ .

**Течение теплоносителя внутри труб.** Обобщение большого числа экспериментальных данных дает следующую зависимость для расчета коэффициента теплоотдачи от стенки трубы к текущему в ней теплоносителю на участке стабилизированного течения:

$$Nu_{жс} = 0,021 Re_{жс}^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} (Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25}$$

В уравнении, справедливой для наиболее распространенного турбулентного течения при  $Re_{жс}=10^4 \div 5 \cdot 10^6$  и  $Pr=0,6 \div 2500$ , определяющим размером является внутренний диаметр трубы  $d$  если это не круглая труба, а канал произвольного сечения, то  $Nu_{жс} = 0,021 Re_{жс}^{0,8} Pr_{жс}^{0,43} (Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25}$  тоже применима, только определяющим размером будет эквивалентный диаметр канала  $d_{эКВ}=4F/\Pi$ , где  $F$  – площадь поперечного сечения;  $\Pi$  – внутренний периметр этого сечения.

**Теплоотдача при естественной конвекции.** Для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях естественной конвекции пользуются зависимостью вида:

$$\overline{Nu}_{жс} = B (Gr_{жс} Pr_{жс})^n (Pr_{жс} / Pr_c)^{0,25}$$

Значение коэффициента В и показателя степени n для вертикальной и горизонтальной поверхностей в зависимости от произведения ( $Gr_{ж} Pr_{ж}$ ) приведены ниже:

	I		II
$(Gr_{ж} Pr_{ж})$	$10^3 - 10^9$	$> 10^9$	$10^3 - 10^8$
В	0,76	0,15	0,5
n	1/4	1/3	1/4

Для труб и шаров определяющим линейным размером, входящим в безразмерные числа  $Nu_{ж}$  и  $Gr_{ж}$ , является диаметр d; для вертикальных труб большого диаметра и пластин – высота Н.

**Теплоотдача при конденсации.** Пар конденсируется, т.е. переходит в жидкое состояние, на поверхности теплообмена, температура которой ниже температуры насыщения ( $t_c < t_n$ ). Различают капельную конденсацию, когда образовавшаяся жидкость (конденсат) не смачивает поверхность и скатывается в виде отдельных капель, например, ртуть на стальной стенке, и пленочную конденсацию, когда конденсат смачивает поверхность и образует сплошную пленку. Пленочная конденсация встречается значительно чаще.

Аналитическое решение для расчета локального коэффициента теплоотдачи при ламинарном течении пленки ( $Re = w \cdot \delta / \nu < 400$ ) имеет вид

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{r \rho^2 g \lambda^3}{4 \mu (t_n - t_c) x}}$$

где r – теплота парообразования.

Из формулы видно, что интенсивность теплоотдачи убывает по мере стекания конденсата из-за возрастания толщины его пленки. Среднее значение коэффициента теплоотдачи от поверхности высотой Н рассчитывается по формуле:  $Re = 0.95 Z^{0.78} \epsilon_i$ ;

$$\text{где } Re = \frac{\bar{\alpha}(t_n - t_c)H}{rv\rho};$$

$$Z = \frac{\lambda(t_n - t_c)H}{rv\rho}$$

$$\varepsilon_t = \left[ \left( \frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^3 \frac{\mu}{\mu_c} \right]^{1/8}.$$

Теплофизические параметры конденсата в формулы следует подставлять при температуре насыщения  $t_n$ , а  $\lambda_c$  и  $\mu_c$  при температуре стенки.

**Ориентировочные значения коэффициентов теплоотдачи.** Чтобы не допустить грубой ошибки, нужно четко представлять диапазоны изменения коэффициентов теплоотдачи в различных условиях. Они приведены в таблице 4, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

Таблица 4

**Диапазоны изменения коэффициентов теплоотдачи**

Свободная конвекция в газах	5-30
Свободная конвекция воды	10 <sup>2</sup> -10 <sup>3</sup>
Вынужденная конвекция газов	10-500
Вынужденная конвекция воды	500-2·10 <sup>4</sup>
Жидкие металлы	10 <sup>2</sup> -3·10 <sup>4</sup>
Пленочная конденсация водяного пара	4·10 <sup>3</sup> -10 <sup>4</sup>
Капельная конденсация водяного пара	4·10 <sup>4</sup> -10 <sup>5</sup>

## Задание для выполнения контрольной работы

Исходные данные в задании указаны для первого варианта, по другим вариантам исходные данные необходимо брать из таблицы. Номер варианта указывает преподаватель, если такого указания нет, то вариант будет соответствовать порядковому номеру студента в журнале группы.

### Контрольная работа 1

**Цель работы:** изучение термодинамических процессов (задачи 1-4).

**Условие задачи 1:** В баллоне объем 15л находится воздух под давлением 0,4МПа и при температуре 30°C. Определить конечную температуру воздуха, если к нему подвели 16кДж теплоты. Удельная средняя изохорная теплоемкость воздуха  $c_v = 736 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$ .

вариант	V л	Воздух pМПа	t°C	QкДж
1.	15	0,4	30	16
2.	15	0,5	32	18
3.	15	0,6	34	20
4.	15	0,7	36	22
5.	15	0,8	38	24
6.	20	0,4	30	24
7.	20	0,5	32	22
8.	20	0,6	34	20
9.	20	0,7	36	18
10.	20	0,8	38	16
11.	25	0,4	30	16
12.	25	0,5	32	18
13.	25	0,6	34	20
14.	25	0,7	36	22
15.	25	0,8	38	24
16.	10	0,4	30	24
17.	10	0,5	32	22
18.	10	0,6	34	20
19.	10	0,7	36	18
20.	10	0,8	38	16

### Указания к решению задания

Перед решением каждой задачи необходимо перевести все данные в систему измерения СИ.

### Решение задачи

Для определения конечной температуры воздуха воспользуемся формулой

$$Q = m c_v (T_2 - T_1),$$



откуда

$$T_2 = Q / mc_v + T_1$$

Для определения массы воспользуемся уравнением Клапейрона

$$pV = mRT,$$

откуда

$$m = pV / RT_1 = 0,4 * 10^6 * 15 * 10^{-3} / (287 * 303) = 0,07 \text{ кг}$$

$$T_2 = Q / mc_v + T_1 = 16 * 10^3 / (0,07 * 736) + 303 = 614 \text{ К}$$

**Условие задачи 2:** Азот массой 0,5кг расширяется при постоянном давлении 0,3МПа так, что температура его повышается от 100 до 300°C . Определить конечный объем азота, совершаемую им работу и подведенную теплоту.

вариант	Масса кг	$p$ МПа	$t_1$ °C	$t$ °C
1.	0,5	0,3	100	300
2.	0,6	0,4	120	300
3.	0,7	0,5	130	300
4.	0,8	0,6	140	300
5.	0,9	0,7	150	300
6.	0,5	0,7	100	320
7.	0,6	0,6	100	340
8.	0,7	0,5	100	360
9.	0,8	0,4	100	380
10.	0,9	0,3	100	400
11.	0,5	0,3	50	200
12.	0,6	0,4	100	200
13.	0,7	0,5	150	200
14.	0,8	0,6	160	200
15.	0,9	0,7	170	200
16.	0,9	0,7	50	250
17.	0,8	0,6	50	250
18.	0,7	0,5	50	250
19.	0,6	0,4	50	250
20.	0,5	0,3	50	250

### Указания к решению задания

Для определения конечного объема воспользуемся формулой

$$V_2 = V_1 T_2 / T_1$$

Для определения начального объема воспользуемся уравнением Клапейрона

$$pV = mRT,$$

Откуда  $V_1 = mRT_1 / p = 0,5 * 297 * 373 / (0,3 * 10^6) = 0,18 \text{ м}^3$

$$V_2 = V_1 T_2 / T_1 = 0,18 * 573 / 373 = 0,28 \text{ м}^3$$

Работа изобарного процесса  $L = p(V_2 - V_1) = 0,3 * 10^6 * (0,28 - 0,18) = 30 \text{ кДж}$

Уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$q = \Delta u + l = c_p (T_2 - T_1),$$

где  $c_p$  - удельная средняя изобарная теплоемкость

$$c_p = c_{|0}^{t_2} t_2 - c_{|0}^{t_1} t_1 / (t_2 - t_1),$$

где  $c_{|0}^{t_2}$  - табличное значение теплоемкости при постоянном давлении

соответствующее  $t_2$ ;  $c_{|0}^{t_1}$  - табличное значение теплоемкости при постоянном давлении соответствующее  $t_1$

$$c_p = 1,0316 * 300 - 1,04 * 100 / (300 - 100) = 1,0274 \text{ кДж}/(\text{кг} * \text{К})$$

$$q = c_p (T_2 - T_1) = 1027,4 * (573 - 273) = 205,5 \text{ кДж}$$

**Условие задачи 3:** В компрессоре сжимается воздух массой 2кг при постоянной температуре  $200^\circ\text{C}$  от начального давления 0,1МПа до конечного 2,5МПа. Определить массу воды, потребовавшуюся для охлаждения воздуха, если ее начальная температура была  $15^\circ\text{C}$ , а конечная стала  $50^\circ\text{C}$ . Удельная теплоемкость  $c_{\text{воды}} = 4,19 \text{ кДж}/(\text{кг} * \text{К})$ .

вариант	Масса воздуха кг	$t^\circ\text{C}$ воздуха	$p_1$ МПа	$p_2$ МПа	$t_1^\circ\text{C}$ воды	$t_2^\circ\text{C}$ воды
1.	2	200	0,1	2,5	15	50
2.	2,1	200	0,1	3	10	60
3.	2,2	200	0,1	3	10	60
4.	2,3	200	0,1	3	20	40
5.	2,4	200	0,1	3	20	40
6.	2,5	250	0,2	2	15	40
7.	2,6	250	0,2	2	15	50
8.	2,7	250	0,2	2	10	60
9.	2,8	250	0,2	2	10	70
10.	2,9	250	0,2	2	20	60
11.	3	150	0,3	2	10	40
12.	2,9	150	0,3	2	10	40
13.	2,8	150	0,3	2	10	40
14.	2,7	150	0,3	2	10	50
15.	2,6	150	0,3	2	10	50
16.	2,5	100	0,2	3	20	50
17.	2,4	100	0,2	3	20	50
18.	2,3	100	0,2	3	20	60
19.	2,2	100	0,2	3	20	60
20.	2,1	100	0,2	3	20	60

#### Указания к решению задания

При изотермическом процессе уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$L = Q = RT \ln(V_2 / V_1)$$

Для определения начального и конечного объема воздуха воспользуемся уравнением Клапейрона

$$pV = mRT,$$

откуда

$$V_1 = mRT / p_1 = 2 * 287 * 473 / (0,1 * 10^6) = 2,7 \text{ м}^3$$

$$V_2 = mRT / p_2 = 2 * 287 * 473 / (2,5 * 10^6) = 0,12 \text{ м}^3$$

$$Q = RT \ln(V_2 / V_1) = 287 * 473 * \ln(0,12 / 2,7) = -422663 \text{ Дж},$$

здесь знак минуса показывает, что тепло отводится.

Для определения массы воды воспользуемся формулой

$$Q = mc_{\text{воды}}(T_2 - T_1),$$

откуда

$$m = Q / (c_{\text{воды}}(T_2 - T_1)) = 422663 / (4190 * (323 - 288)) = 2,9 \text{ кг}$$

**Условие задачи 4:** Воздух массой 2кг при давлении 1МПа и температуре 300°С расширяется по адиабате так, что его объем увеличивается в 5 раз. Определить конечный объем, давление и температуру воздуха, работу расширения и изменение внутренней энергии.

вариант	Масса воздуха кг	$p_1$ МПа	$t_1$ °С	вариант	Масса воздуха кг	$p_1$ МПа	$t_1$ °С
1.	2	1	300	11.	3	0,5	250
2.	2,1	1	300	12.	3,1	0,5	250
3.	2,2	1	300	13.	3,2	0,5	250
4.	2,3	1	300	14.	3,3	0,5	250
5.	2,4	1	300	15.	3,4	0,5	250
6.	2,5	1	300	16.	3,5	0,5	250
7.	2,6	1	300	17.	3,6	0,5	250
8.	2,7	1	300	18.	3,7	0,5	250
9.	2,8	1	300	19.	3,8	0,5	250
10.	2,9	1	300	20.	3,9	0,5	250

#### Указания к решению задания

При адиабатном процессе не подводится и не отводится тепло. Уравнение первого закона термодинамики будет иметь вид

$$L = -\Delta U,$$

где

$$L = (1/(k-1))(p_1V_1 - p_2V_2),$$

где  $k$ - это показатель адиабаты. В данном случае показатель адиабаты для воздуха равен 1,4.

$$V_1 = mRT_1 / p_1 = 2 * 287 * 573 / 10^6 = 0,33 \text{ м}^3$$

$$V_2 = 5V_1 = 5 * 0,33 = 1,65 \text{ м}^3$$

Для определения конечного давления воспользуемся формулой

$$V_2/V_1 = (p_1/p_2)^{\frac{1}{k}},$$

откуда

$$p_2 = p_1(V_1/V_2)^k = 10^6 * (0,33/1,65)^{1,4} = 105,1 \text{ кПа}$$

$$T_2 = p_2 V_2 / (mR) = 105,1 * 10^3 * 1,65 / (2 * 287) = 302 \text{ К}$$

Работа расширения воздуха равна

$$L = (1/(k-1))(p_1 V_1 - p_2 V_2) = (1/(1,4-1))(10^6 * 0,33 - 0,1051 * 10^6 * 1,65) = 0,4 \text{ МДж}$$

$$\Delta U = -L = 0,4 \text{ МДж}$$

## Контрольная работа 2

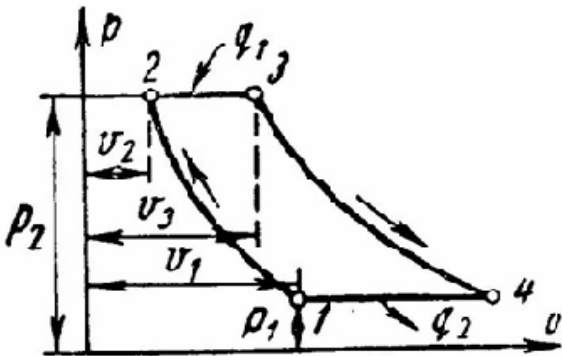
**Цель работы:** изучение основных законов циклов газотурбинных установок с подводом теплоты в процессе  $p = \text{const}$ .

**Условие задачи 5:** Дан идеальный цикл газовой турбины с подводом теплоты при  $p = \text{const}$ . Найти параметры в характерных точках цикла, полезную работу, термический к.п.д., количество подведенной теплоты, если известно:  $p_1 = 100 \text{ кПа}$ ;  $t_1 = 30^\circ \text{C}$ ;  $t_3 = 750^\circ \text{C}$ . Теплоемкость  $C = \text{const}$ . Рабочее тело-воздух. Степень повышения давления  $p_2/p_1 = \lambda = 10$ . Коэффициент  $k = 1,4$ .

Вариант	$p_1$ кПа	$t_1$ °C	$t_3$ °C	$\lambda$
1.	100	30	750	10
2.	120	25	760	10
3.	140	20	770	10
4.	160	15	780	10
5.	180	10	790	10
6.	200	10	750	12
7.	100	15	760	12
8.	120	20	770	12
9.	140	25	780	12
10.	160	30	790	12
11.	180	30	750	10
12.	200	25	760	10
13.	100	20	770	10
14.	120	15	780	10
15.	140	10	790	10
16.	160	10	750	12
17.	180	15	760	12
18.	200	20	770	12
19.	180	25	780	12
20.	160	30	790	12

## Указания к решению задания

На рис. 1 представлен идеальный цикл ГТУ в  $pV$  координатах.



- 1-2 - адиабатное сжатие до давления  $p_2$ ;
- 2-3 – подвод теплоты  $q_1$  при постоянном давлении  $p_2$  (сгорание топлива);
- 3-4 – адиабатное расширение до первоначального давления  $p_1$ ;
- 4-1 – охлаждение рабочего тела при постоянном давлении  $p_1$  (отвод теплоты  $q_2$ );

Рис. 1

## Решение задачи

1. определение параметров в характерных точках цикла:

Для определения параметров необходимо применить формулу Клапейрона для 1 кг массы газа

$$pv = RT,$$

где  $R$  - газовая постоянная и представляет работу 1 кг газа в процессе при постоянном давлении и при изменении температуры на 1 градус.

Определим параметры в т.1: (для определения параметров будем пользоваться формулой Клапейрона для 1 кг массы газа  $pv = RT$ )

$$v_1 = RT_1 / p_1 = 287 * 303 / 10^5 = 0,87 \text{ м}^3 / \text{кг}; \quad T_1 = 303 \text{ K}; \quad p_1 = 10^5 \text{ Па}$$

т.2:

$$p_2 = p_1 \lambda = 10^6 \text{ Па}; \quad T_2 = T_1 \lambda^{\frac{k-1}{k}} = 303 * 10^{0,3} = 605 \text{ K}; \quad v_2 = RT_2 / p_2 = 287 * 605 / 10^6 = 1,7 \text{ м}^3 / \text{кг}$$

Аналогичным образом находим параметры остальных точек.

2. определение полезной работы:

Работа цикла определяется как разность между работой расширения в турбине и работой сжатия в компрессоре:

$$l = C_p (T_3 - T_4) - C_p (T_2 - T_1),$$

где  $C_p = kR / (k - 1) = 1,4 * 287 / 0,4 = 1004,5 \text{ Дж} / (\text{K} * \text{кг})$  - изобарная теплоемкость.

Определим значение работы:  $l = 1004,5 * (1023 - 523) - 1004,5 * (605 - 303) = 198891 \text{ Дж}$

3. определение подведенной теплоты:

По рисунку видно, что подведение теплоты происходит в процессе 2-3.

Воспользуемся формулой для теплоты в изобарном процессе:

$$q = C_p (T_3 - T_2) = 1004,5 * 418 = 419881 \text{ Дж}$$

4. термически к.п.д.:

$$\eta_t = l / q = 198891 / 419881 = 0,47$$

### Контрольная работа 3

**Цель работы:** изучение стационарной теплопроводности

**Условие задачи 6:** Определить удельный тепловой поток от газов к воздуху через кирпичную обмуровку котла толщиной  $\delta = 250\text{мм}$ , если температура газов  $t_1 = 600^\circ$ , температура воздуха  $t_2 = 30^\circ\text{C}$ , коэффициент теплоотдачи от газов к внутренней поверхности стенки  $\alpha_1 = 23,6\text{Вт}/(\text{м}^2\text{C})$ , от наружной поверхности стенки к воздуху  $\alpha_2 = 9,3\text{Вт}/(\text{м}^2\text{C})$ , и коэффициент теплопроводности обмуровки  $\lambda = 0,81\text{Вт}/(\text{м}^\circ\text{C})$ . Определить также температуры на внутренней и наружной поверхностях обмуровки.

вариант	$\delta, \text{мм}$	$t_1, ^\circ\text{C}$	$t_2, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}^\circ\text{C})$
1.	250	600	30	0,81
2.	250	650	25	0,81
3.	250	700	20	0,81
4.	250	550	15	0,81
5.	250	500	10	0,81
6.	300	600	30	0,7
7.	300	650	25	0,7
8.	300	700	20	0,7
9.	300	550	15	0,7
10.	300	500	10	0,7
11.	250	600	30	0,81
12.	250	650	25	0,81
13.	250	700	20	0,81
14.	250	550	15	0,81
15.	250	500	10	0,81
16.	300	600	30	0,7
17.	300	650	25	0,7
18.	300	700	20	0,7
19.	300	550	15	0,7
20.	300	500	20	0,7

#### Указания к решению задания

Определим коэффициент теплопередачи с помощью формулы

$$K_\delta = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{23,6} + \frac{0,25}{0,81} + \frac{1}{9,3}} = 2,18\text{Вт}/(\text{м}^2\text{C})$$

Определим удельный тепловой поток

$$q = K_\delta(t_2 - t_1) = 2,18 \cdot (600 - 30) = 1243\text{Вт}/\text{м}^2$$

Температура на внутренней поверхности обмуровки

$$t_{1cm} = t_1 - q/\alpha_1 = 600 - 1243/23,6 = 547^\circ\text{C}$$

Температура на наружной поверхности обмуровки

$$t_{2cm} = t_2 + q/\alpha_2 = 30 + 1243/9,3 = 164^\circ\text{C}$$

## Список литературы

1. Апальков А.Ф. Теплотехника: учебное пособие для студентов очной и заочной форм обучения/ А.Ф. Апальков. Ростов н/Д: Феникс. 2008. 186 с.
2. Баскаков А.П. Теплотехника. М.: Энергоатомиздат. 1991. 244 с.
3. Латыпов Р.Ш., Шарафиев Р.Г. Техническая термодинамика и энерготехнология химических производств. М.: Энергоатомиздат. 1998.-344 с.
4. Алабовский А.Н., Константинов С.М., Недужий А.Н. Теплотехника.- Киев: Выща шк. Головное издательство, 1986.-255 с.
5. Александров А.А., Григорьев Б.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. Справочник. М.: Издательство МЭИ. 1994. 168 с.
6. Брюханов О.Н. Основы гидравлики и теплотехники: Учебник для сред. проф. образования /О.Н.Брюханов, А.Т.Мелик-Аракелян, В.И.Коробко. М.: Издательский центр «Академия». 2004. 240 с.

## Содержание

Предисловие	– 3
Введение	– 4
Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах	– 5
Термодинамические процессы реальных газов	– 15
Основные термодинамические процессы водяного пара	– 22
• Изохорный процесс	– 23
• Изобарный процесс	– 23
• Изотермический процесс	– 24
• Адиабатный процесс	– 24
Уравнение состояния реальных газов	– 25
Термодинамическая эффективность циклов теплосиловых установок	– 26
Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	– 30
Циклы газотурбинных установок	– 33
Циклы паротурбинных установок	– 36
• Цикл Карно и Ренкина насыщенного пара. Регенерация теплоты	– 36
• Цикл Ренкина на перегретом паре	– 40
• Термический КПД цикла	– 41
Общая характеристика холодильных установок	– 48
Цикл паровой компрессионной холодильной установки	– 49
Основы теории теплообмена	– 51
Теория теплопроводности. Закон Фурье	– 54
Однослойная плоская стенка	– 55
Многослойная плоская стенка	– 56
Однородная цилиндрическая стенка	– 56
Многослойная цилиндрическая стенка	– 58
Задачи для самостоятельного решения	– 58
Теплопередача	– 61
• Плоская стенка	– 61
• Цилиндрическая стенка	– 63
Интенсификация теплопередачи	– 64
Тепловая изоляция	– 65
Задачи по теплопередаче	– 66
Конвективный теплообмен	– 69
Пограничный слой	– 71
Числа подобия	– 72
Массообмен	– 73
Числа подобия конвективного массообмена	– 74
Частные случаи конвективного теплообмена	– 76
Задание для выполнения контрольной работы	– 80



**Составитель:**

**Александр Иванович Карманчиков** – кандидат педагогических наук, заведующий кафедрой общепрофессиональных дисциплин Института гражданской защиты ГОУВПО «Удмуртский государственный университет».

Методическое пособие по курсу «Теплотехника»

Печатается в авторской редакции.

Подписано в печать 10.02.10.  
Формат 60x84<sup>1</sup>/16. Усл.печ.л. 5,6.  
Уч.-изд.л. 5,2. Тираж 50 экз.  
Типография «Удмуртский университет»  
426034, Ижевск, Университетская, 1, корп. 4.