

4 49

О. В. ЧЕРНЯК

ОСНОВЫ
ТЕПЛОТЕХНИКИ
И ГИДРАВЛИКИ



О. В. ЧЕРНЯК

ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ И ГИДРАВЛИКИ

Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника
для промышленных и технических
специальностей техникумов



ИЗДАТЕЛЬСТВО «ВЫСШАЯ ШКОЛА»
Москва 1969

4260 V

Черняк О. В.

4-49 Основы теплотехники и гидравлики. Учебник для пром. и техн. специальностей техникумов. М., «Высш. школа», 1969. 311 с. с илл.

Книга, состоящая из 4 разделов, написана по курсу «Основы теплотехники и гидравлики» впервые. В ней изложены вопросы теоретической термодинамики и гидравлики, основы теплообмена, дано понятие о теплообменных аппаратах; приведены основные сведения о всех видах топлива и современных способах его переработки; рассмотрены основные виды топок и протекающие в них процессы горения, а также принцип работы котельного агрегата. Кроме того, в книге приведены сведения об устройстве паровых и газовых турбин, двигателей внутреннего сгорания и др., рассмотрены их рабочие процессы и принципы работы

3-3-6
264—69

6П2.2

Р е ц е н з е н т ы: доцент Московского института стали
и сплавов *С. Б. Старк*;
преподаватель Московского машиностроительного
техникума *Н. И. Лоськова*.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс «Основы теплотехники и гидравлики» относится к числу общетехнических дисциплин.

Само название курса показывает, что он состоит из двух самостоятельных дисциплин — теплотехники и гидравлики.

Первые четыре раздела первой части книги посвящены основам теплотехники. В каждом разделе рассмотрен обширный круг вопросов, который трудно уложить в заданный объем книги. Для лучшего усвоения учащимися первых двух разделов следует одновременно с теоретической проработкой курса проводить решение примеров и задач.

Изучение третьего и четвертого разделов следует сопровождать практическим ознакомлением учащихся с различными видами топлива и машинами. Для этого необходимо в процессе занятий проводить соответствующие экскурсии, обращая внимание учащихся на устройство и работу котлов, машин и двигателей.

При выполнении лабораторных работ по снятию индикаторных диаграмм, их исследованию, определению мощности двигателей и т.д. закреплять пройденный теоретический курс соответствующих разделов.

Вторая часть книги, составляющая пятый раздел, посвящена изучению гидравлики и насосов. Изучение XXVI и XXVII глав необходимо также сопровождать решением численных примеров. Проработка XXVIII главы должна сопровождаться практическим ознакомлением учащихся с устройством различных видов насосов.

Настоящий учебник написан на основе опыта автора, читавшего для учащихся техникумов курс машиноведения, в который входили разделы теплотехники и гидравлики.

При изложении всех разделов курса особое внимание уделено разъяснению физического смысла каждого изучаемого процесса.

Наиболее сложные вопросы курса автор стремился изложить

приемами, доступными пониманию учащихся, имеющих подготовку по физике и математике в пределах программы средней школы.

Различные разделы данного курса являются самостоятельными дисциплинами и создание такого учебника одним лицом связано с неизбежными трудностями.

Все критические замечания и пожелания читателей по содержанию книги будут приняты автором с благодарностью. Письма просьба направлять по адресу: Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Курс «Основы теплотехники и гидравлики» знакомит учащихся с процессами получения и преобразования различных видов энергии и способами передачи тепла от одного физического тела к другому, а также с основными законами гидравлики.

Теплотехника — отрасль техники, занимающаяся вопросами получения и использования тепла.

Различают два вида использования тепла — энергетическое и технологическое.

Энергетическое использование тепла основывается на процессах, преобразующих тепло в механическую работу. Эти процессы изучаются *технической термодинамикой*.

Теплотехнические устройства, в которых осуществляется преобразование тепла в работу, называют *тепловыми двигателями*. К ним относятся двигатели внутреннего сгорания, паровые и газовые турбины.

Технологическое использование тепла основывается на реализации тепла непосредственно для процессов нагревания (или охлаждения) при осуществлении различных технологических процессов.

К устройствам, в которых непосредственный подвод или отвод тепла используется для технологических целей, относятся различные металлургические плавильные печи, нагревательные печи, печи для термической обработки, для сушки и обжига, печи, поддерживающие заданный температурный режим в химическом и нефтеперегонном производстве, теплообменные аппараты и т. п.

Законы, по которым осуществляются процессы нагревания и охлаждения, изучают в разделе теплопередачи.

Оба эти раздела — техническая термодинамика и теплопередача — являются основной частью общего курса теплотехники.

Гидравлика — наука, занимающаяся изучением законов равновесия и движения жидкостей и способов применения этих законов к решению конкретных технических задач.

Эти законы находят широкое применение при решении практических задач во многих областях техники: машиностроении, гидроэнергетике, гидромеханизации, водоснабжении и др.

Законы теплотехники и гидравлики широко используют во всех отраслях производства и различных технологических процессах,

и их изучение необходимо для подготовки техников любой специальности.

Отрасль народного хозяйства, которая занимается производством, преобразованием, передачей, распределением и потреблением энергии в различных ее формах, называют *энергетикой*.

Силовые установки в сочетании с устройствами для дальнейшего преобразования в другие виды энергии (в частности, в электрическую) называют станциями. Различают два основных типа электростанций:

а) тепловые электростанции, на которых получение электроэнергии основано на использовании теплоты, выделяющейся при сжигании какого-либо твердого, газообразного или жидкого топлива (уголь, газ, мазут и пр.);

б) гидроэлектростанции, на которых получение электроэнергии основано на преобразовании энергии воды, падающей с некоторой высоты (плотины) на колеса гидравлических турбин.

Кроме большого объема работ по строительству новых и реконструкции существующих тепловых и гидроэлектростанций, в СССР ведутся большие работы по созданию электростанций, где получение электроэнергии основано на использовании теплоты, выделяющейся в атомном реакторе, а также проводятся исследования по использованию и применению других видов энергии (солнечной энергии, энергии ветра, энергии морских приливов и отливов и т. п.).

Но все электростанции, построенные на новых принципах работы, обладают сравнительно небольшой мощностью и поэтому еще не оказывают существенного влияния на общий объем выработки электроэнергии.

Касаясь новых способов получения электроэнергии, следует также отметить большие перспективы будущего развития энергетики, открывающиеся на основе развития новой области механики и физики — магнитной гидродинамики. *Магнитная гидродинамика* — новая наука, изучающая взаимодействие магнитного поля с потоком сильно нагретых ионизированных электропроводных газов (плазмы) и жидкостей. Эта наука позволит в недалеком будущем создать новый промышленный способ преобразования тепла непосредственно в электрический ток, без применения паросиловых или газотурбинных установок или двигателей внутреннего сгорания.

В настоящее время электроэнергию в больших количествах и с наименьшей стоимостью получают лишь на тепловых и гидроэлектростанциях. От успешного развития и своевременного роста мощностей электростанций зависит обеспечение электроэнергией всех новостроек промышленности, сельского хозяйства и транспорта, а также благоустройство строящихся новых жилых районов и новых городов.

Сказанное поясняет, какую важную роль играет развитие энергетики в народном хозяйстве нашей страны, в построении материально-технической базы коммунистического общества. Поэтому Ком-

мунистическая партия Советского Союза и Советское правительство при разработке каждого пятилетнего плана развития народного хозяйства СССР всегда уделяли и уделяют большое внимание вопросам первоочередного строительства новых электростанций и наращиванию мощностей существующих электростанций путем их реконструкции.

Началом этих планов является созданный еще в первые годы Советской власти (1920 г.) по инициативе В. И. Ленина план электрификации страны (план ГОЭЛРО)*, который В. И. Ленин назвал «второй программой партии».

По плану ГОЭЛРО, в течение 10—15 лет нужно было реконструировать существующие и построить 30 новых электростанций, общей мощностью 1,75 млн. *квт* (обеспечивающих индустриальное развитие основных экономических районов страны) и увеличить выработку электроэнергии от существующих в то время 0,5 млрд. *квт·ч* до 8,8 млрд. *квт·ч* в год. План ГОЭЛРО был выполнен досрочно (строительство электростанций было закончено в 1931 г.). Ныне одна Волгоградская ГЭС ежегодно дает примерно такое же количество электроэнергии, как все электростанции, построенные по плану ГОЭЛРО.

В настоящее время по выработке электроэнергии Советский Союз занимает первое место в Европе и второе место в мире. До Великой Октябрьской революции Россия занимала лишь пятнадцатое место в мире.

В годы Великой Отечественной войны 1941—1945 гг. было выведено из строя более 60 электростанций общей мощностью 5,8 млн. *квт*. Однако за период первой послевоенной пятилетки было не только закончено восстановление разрушенных электростанций и построено несколько новых, но и выработано в 1950 г. 91,2 млрд. *квт·ч* электроэнергии, т. е. почти в два раза больше, чем было выработано в последнем предвоенном 1940 г., когда годовая выработка электроэнергии составляла 48,3 млрд. *квт·ч*.

В Директивах XXIII съезда КПСС по пятилетнему плану развития народного хозяйства на 1966—1970 гг. приведены данные, показывающие, как увеличилось производство электроэнергии начиная с 1928 г., после которого началось осуществление пятилетних планов.

Годы	1928	1940	1945	1958	1965
Произведено электроэнергии в млрд. <i>квт·ч</i>	5,0	48,3	43,3	235	507

Эти цифры показывают, что в результате осуществления пятилетних планов в 1965 г. выработано электроэнергии в 101 раз больше, чем в 1928 г.

* ГОЭЛРО — Государственная комиссия по электрификации России.

Директивами XXIII съезда КПСС намечено в текущем пятилетии увеличить годовую выработку электроэнергии на 70% по сравнению с предыдущим пятилетием.

Развитие энергетики особенно важно не только как самостоятельной отрасли, но и как основы для развития и увеличения выпуска продукции тяжелой индустрии (сталь, чугун, уголь, нефть, цемент, машиностроение, химические удобрения и пр.). Кроме того, развитие энергетики обеспечивает рост и других важнейших отраслей сельского хозяйства, транспорта, жилищного строительства и легкой промышленности.

Высокий уровень развития энергетики характеризует экономическое могущество всей нашей страны.

ЧАСТЬ I
ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

Раздел первый
ЭЛЕМЕНТЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Термодинамика* — наука, изучающая превращения энергии в различных процессах, сопровождающихся тепловыми эффектами. Она занимается поисками соотношений между различными свойствами вещества, не изучая при этом его внутреннего строения. Методы термодинамики основаны на универсальном законе природы — *законе сохранения энергии*. Сущность термодинамики содержится в нескольких предельно простых утверждениях, называемых *законами термодинамики*.

В первоначальном виде термодинамика сложилась как учение об основах теории теплового двигателя. В настоящее время термодинамика располагает прекрасно разработанным аппаратом, применяемым в самых различных областях знаний. Изучением способов превращения тепла в механическую работу, т. е. *разработкой теории теплоэнергетических установок, занимается техническая термодинамика*.

Техническая термодинамика как наука окончательно сформировалась в конце XIX столетия. Начало же ее развития следует отнести к моменту изготовления Галилео Галилеем первого термометра (1597 г.)**.

Ведущее место в создании термодинамики принадлежит работам Р. Майера (1842 г.), Д. Джоуля (1843—1846 гг.), Э. Х. Ленца (1844 г.) и Г. Гельмгольца (1847 г.), которые раскрыли сущность закона сохранения энергии. С. Карно (1824 г.), Р. Клаузиус (1854 г.) и В. Томсон (позднее лорд Кельвин) (1856 г.) создали второй закон (начало) термодинамики. В. Нернст (1906 г.) сформулировал теорему, имеющую важное значение для термодинамики***.

В раскрытии молекулярно-кинетической теории тепловых процессов существенную роль сыграли работы Д. Бернулли (1738 г.),

* Grec. therme — теплота, жар; dynamis — сила, силовой.

** В скобках указаны даты выполнения основных работ авторов по данному вопросу.

*** Теорема Нернста называется также третьим законом термодинамики, рассмотрение которого в программу данного курса не входит.

М. Ломоносова (1758 г.), Д. Максвелла (1860 г.), Л. Больцмана (1877 г.), У. Гиббса (1880 г.), Д. И. Менделеева (1860 г.).

Большой вклад в науку о теплоте внесли ученые нашей Родины. Э. Х. Ленц открыл закон перехода электрической энергии в тепловую; И. П. Алымов, М. Ф. Окатов и др. создали классические труды по термодинамике; А. Г. Столетов изучил и систематизировал законы конвективного и лучистого теплообмена. М. В. Кирпичев и А. А. Гухман разработали теорию теплового моделирования; К. Э. Циолковский заложил основы расчета многоступенчатого ракетного двигателя, по схеме которого работают современные ракеты и запускаются в космос спутники Земли.

Глава I

РАБОЧЕЕ ТЕЛО И ПАРАМЕТРЫ ЕГО СОСТОЯНИЯ. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

§ 1. Газ

Молекулы любого вещества, взаимодействуя друг с другом, находятся в непрерывном движении. Как известно, атом вещества состоит из положительно заряженного атомного ядра и отрицательно заряженных частиц — электронов, окружающих ядро. Силы взаимодействия между молекулами определяются взаимодействием их зарядов. Так, между электронами одной молекулы и ядрами другой действуют силы притяжения, а между электронами обеих молекул и между их ядрами действуют силы отталкивания.

Агрегатное состояние вещества определяется величиной межмолекулярных сил взаимодействия и расстояниями между молекулами. В твердом и жидком состояниях молекулы вещества находятся на сравнительно небольших расстояниях друг от друга и обладают столь большой силой притяжения, что тела сохраняют свой объем, а твердое тело сохраняет еще и форму. Силы взаимодействия между молекулами газа, расстояния между которыми значительно больше их размеров, намного меньше сил, действующих между молекулами твердого и жидкого тел. Поэтому любое количество газа, даже самое малое, заполняет весь объем, в который его заключают, как бы велик этот объем ни был.

Способность газа заполнять весь объем, в который его помещают, подтверждает, что молекулы газа находятся в постоянном движении. Установлено, что движение молекул газа беспорядочно и хаотично*.

В технике наиболее часто применяют газы: кислород O_2 , азот N_2 , водород H_2 , окись углерода CO , углекислоту CO_2 , метан (болотный газ) CH_4 , водяной пар H_2O и др. Из газовых смесей на-

* Состояние непрерывного движения молекул жидкостей и твердых тел имеет иной характер.

и более важными являются: атмосферный воздух, природный газ, продукты сгорания топлива в топках печей и в двигателях внутреннего сгорания.

Упрощенной моделью газообразного тела служит так называемый *идеальный газ*, у которого объем, занимаемый его молекулами, мал по сравнению с объемом всего рассматриваемого газа; молекулы газа рассматриваются как беспорядочно движущиеся материальные точки, распределенные равномерно в объеме газа. Силами сцепления между молекулами идеального газа можно пренебречь.

Изучение законов идеального газа помогает определять поведение реального газа в различных условиях. Степень расхождения свойств идеального и реального газов зависит от условий, в которых находится газ. Чем ниже давление и выше температура, тем ближе свойства реального газа к свойствам идеального. Все газовые законы наиболее просто формулируются для идеального газа.

В дальнейшем все выводы и рассуждения будут относиться к идеальному газу. Отдельные случаи, относящиеся к реальному газу, будут оговорены.

Удельный объем. Величины, отнесенные к единице массы (1 кг, 1 моль), называют *удельными* и обозначают строчными буквами. Например, полный объем обозначают V , а удельный — v ; полное количество тепла — Q , а удельное — q ; полную работу — L , а удельную — l и т. д. В некоторых случаях могут быть отклонения от этого условия, тогда они будут оговорены особо.

Удельным объемом v называют объем, занимаемый единицей массы вещества (газа). Определяют его по формуле

$$v = \frac{V}{m} \text{ м}^3/\text{кг},$$

где V — полный объем газа, м^3 ;

m — масса газа, кг .

Обратной величиной удельного объема является *плотность ρ* , равная

$$\rho = \frac{m}{V} \text{ кг/м}^3.$$

Плотность тела определяется как масса единицы объема, т. е. как отношение массы к ее объему.

Температура. Величину, характеризующую степень нагретости тела, называют *температурой*.

С точки зрения молекулярно-кинетической теории, степень нагретости тела зависит от быстроты хаотического движения молекул этого тела. При подводе тепла к телу скорость движения молекул увеличивается и их механическая энергия переходит в тепловую. При этом тело нагревается, т. е. его температура повышается. При отводе тепла движение молекул замедляется и тело при этом охлаждается, т. е. температура его понижается.

Итак, *температуру газа следует рассматривать как меру средней кинетической энергии газовых молекул.*

С этой точки зрения понятно, что температура должна измеряться в единицах энергии. Однако в технике это неудобно. Поэтому температуру измеряют в градусах (переводным коэффициентом является постоянная Больцмана k , *дж/град*).

В термодинамических исследованиях пользуются шкалой, предложенной в 1848 г. выдающимся английским ученым-физиком Кельвином.

Нулем шкалы Кельвина является температура, при которой прекращаются хаотические движения молекул идеального газа*. Ее называют *абсолютным нулем*. Абсолютный нуль соответствует температуре $-273,15^\circ$ по шкале Цельсия. Температура, отсчитываемая по шкале Кельвина, всегда положительна. Ее называют *абсолютной температурой* или температурой по Кельвину и обозначают $^\circ\text{K}$.

На практике широко пользуются шкалой Цельсия. Температуру на этой шкале отсчитывают от точки замерзания воды, приписывая этой точке температуру, равную нулю. Температуру по этой шкале обозначают $^\circ\text{C}$. В дальнейшем будем обозначать буквой T абсолютную температуру, а температуру по шкале Цельсия буквой t .

Связь между температурой по абсолютной шкале и температурой по стоградусной шкале ($t^\circ\text{C}$) определяется по формуле

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

Д а в л е н и е. Молекулы газа, заключенного в сосуд, находятся в непрерывном и хаотическом движении. Сталкиваясь друг с другом, они ударяются о стенки сосуда, которые испытывают воздействие сил удара молекул газа.

Действие газа на стенки характеризуется давлением p , т. е. силой P , действующей нормально к стенке и отнесенной к единице ее площади F ,

$$p = \frac{P}{F}.$$

Единицей измерения давления является ньютон** на квадратный метр ($\text{н}/\text{м}^2$). Эта единица давления неудобна для практического использования ввиду ее малости. Поэтому удобнее давление измерять в барах ($1\text{ бар} = 10^5\text{ н}/\text{м}^2$). По своей величине эта единица близка к 1 ат ($1\text{ бар} = 0,987\text{ ат}$).

* В реальных же веществах даже при абсолютном нуле существуют некоторые особые виды молекулярного движения.

** Ньютон — сила, которая массе в 1 кг сообщает ускорение, равное $1\text{ м}/\text{сек}^2$.

Кроме того, давление на практике часто измеряют в физических и технических атмосферах. *Атмосферным давлением* называют давление, оказываемое весом столба воздуха на единицу площади его основания.

Физической атмосферой называют среднее давление атмосферного воздуха на уровне моря при температуре 0°C и обозначают сокращенно *атм*:

$$1 \text{ атм} = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2.$$

Это давление может быть уравновешено столбиком ртути высотой 760 мм или столбом воды высотой 10 330 мм.

В технике и технических расчетах пользуются *технической* атмосферой, которую обозначают *ат*:

$$1 \text{ ат} = 0,980665 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2.$$

Техническая атмосфера может быть уравновешена столбиком ртути высотой 735,5 мм или столбом воды высотой 10 000 мм:

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ н/м}^2;$$

$$1 \text{ мм вод. ст.} = 9,80665 \text{ н/м}^2.$$

Атмосферное давление, измеряемое барометром, называют *барометрическим* и обозначают $p_{\text{бар}}$.

Многие процессы протекают при давлениях выше атмосферного (давление пара в котле, сжатого компрессором воздуха, давление, созданное столбом жидкости и т. п.). Любое из этих давлений является дополнительным к атмосферному, т. е. избыточным сверх одной атмосферы. Избыточное давление измеряют манометром и обозначают $p_{\text{изб}}$ или $p_{\text{ман}}$.

Сумму давлений манометрического и барометрического называют *полным*, или *абсолютным*, давлением

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{ман}} + p_{\text{бар}}$$

Если процессы протекают при вакууме, то абсолютным (полным) давлением называют разность барометрического давления и разрежения

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}}$$

где $p_{\text{вак}}$ — разрежение, измеренное вакуумметром.

В термодинамике всегда пользуются абсолютным давлением.

Свойство газа оказывать давление на стенки сосуда, в котором он находится, является одним из основных его свойств. Именно это свойство позволило использовать газ в качестве *рабочего тела* в процессах преобразования энергии.

§ 2. Рабочее тело

Техническая термодинамика как наука сформировалась на основе изучения взаимных превращений работы и тепла в тепловых двигателях (паровых машинах, турбинах и двигателях внутреннего сгорания).

Рабочий процесс теплового двигателя любого типа может быть осуществлен при наличии источника тепла с температурой T_1 , называемого *нагревателем*, и охладителя с температурой $T_2 < T_1$, называемого *холодильником*.

Очевидно, при непосредственном соприкосновении нагревателя с холодильником тепло от первого перейдет ко второму. Однако при этом никакой работы совершено не будет. Для получения работы в тепловом двигателе необходимо привлечь еще одно тело, которое называют *рабочим телом*. В двигателях внутреннего сгорания рабочим телом является газ, а в паровых турбинах — водяной пар. Нагревателем будут продукты сгорания топлива, а охладителем (холодильником) — атмосфера, куда выбрасывается отработавший газ, или конденсатор, принимающий отработавший водяной пар.

Рабочее тело, находящееся в цилиндре и отделенное поршнем от внешней среды, является типичным примером *термодинамической системы**.

Величины, характеризующие термодинамическое состояние системы, называют *параметрами состояния*. Важнейшими параметрами являются рассмотренные ранее давление p , удельный объем v и температура T .

Если изменить термодинамическое состояние системы, т. е. подвести или отнять тепло, сжать газ или дать возможность ему расшириться, то все параметры рассматриваемой системы изменят свою величину.

Переход рабочего тела (системы) из одного состояния в другое называют *термодинамическим процессом* (или просто процессом).

Тела, которые в той или иной мере взаимодействуют с системой и оказывают влияние на ее свойства, называют *внешней средой*. К ним можно отнести цилиндр, поршень, воздух, окружающий их, и т. п.

Взаимодействие системы с внешней средой совершается на *контрольной поверхности*, отделяющей систему от внешней среды. Так, например, в цилиндре, заполненном газом, контрольной поверхностью являются внутренние поверхности цилиндра и поршня.

Любая система всегда взаимодействует с внешней средой.

В зависимости от характера работы системы это взаимодействие может быть усилено или ослаблено. Так, при сжатии воздуха в компрессоре взаимодействие системы с внешней средой усиливают,

* В дальнейшем для краткости термодинамическую систему будем называть просто системой.

охлаждая стенки цилиндра компрессора. В паровой турбине ослабляют взаимодействие систем с внешней средой, применяя теплоизолирующие материалы.

Для изучения состояния идеального газа условно допускается существование системы, идеально теплоизолированной от внешней среды. Такая система абсолютно не обменивается теплом с внешней средой. Практически подобная система существовать не может, поскольку нет абсолютных теплоизоляторов.

§ 3. Уравнение состояния идеального газа

Величины, характеризующие термодинамическое состояние газа, давление p , удельный объем v и температура T зависят друг от друга. Если, например, газ определенной температуры занимает какой-то определенный объем, то он будет находиться под некоторым давлением. Изменение объема или температуры изменит давление газа.

Таким образом, из трех величин p , v и T две могут быть заданы произвольно, а третья определится как функция первых двух.

Зависимость, связывающую между собой давление, объем и температуру газа, называют *уравнением состояния* данного газа. Это уравнение выражает основное соотношение, характеризующее термодинамические свойства газа.

Для идеального газа уравнение состояния имеет простой вид

$$\frac{pv}{T} = \text{const},$$

т. е. отношение произведения абсолютного давления газа на его объем к абсолютной температуре остается постоянным. Для 1 кг газа эту постоянную величину называют *газовой постоянной* и обозначают буквой R :

$$\frac{pv}{T} = R \quad (1-1)$$

или

$$pv = RT. \quad (1-2)$$

Уравнение состояния (1-2) часто называют *уравнением Клапейрона*, по имени ученого, предложившего это уравнение.

Зная два параметра газа, по уравнению (1-2) можно легко найти третий, так как R является *величиной, постоянной для каждого газа*. Для температурных пределов, которые обычно применяют в технике, газовые постоянные подсчитаны для большинства газов и сведены в таблицы.

Физический смысл газовой постоянной R . Рассмотрим числитель левой части уравнения (1-1):

$$[pv] = [н/м^2 \cdot м^3/кг] = [н \cdot м/кг] = [дж/кг].$$

Таким образом, произведение давления на удельный объем ($p\nu$) можно рассматривать как удельную механическую работу, равную 1 дж, полученную в результате расширения 1 кг газа.

Если же газ произвел эту работу при нагревании его на один градус, то газовая постоянная будет иметь такую размерность:

$$[R] = \left[\frac{p\nu}{T} \right] = [\text{дж/кг} \cdot \text{град}].$$

Следовательно, газовая постоянная R есть удельная работа расширения 1 кг газа при нагревании его на 1° .

Известно, что плотность ρ является обратной величиной удельного объема: $\rho = \frac{1}{\nu}$, поэтому газовая постоянная, выраженная через плотность, имеет вид:

$$R = \frac{p}{\rho T} \text{ дж/кг} \cdot \text{град}.$$

Уравнение состояния для m кг газа. Для того чтобы получить уравнение состояния для произвольного количества газа, нужно умножить обе части уравнения (1-2) на m кг:

$$p\nu m = mRT,$$

но

$$\nu m = V.$$

Поэтому, подставив в полученное уравнение полный объем V , запишем уравнение Клапейрона для m кг газа

$$pV = mRT. \quad (1-3)$$

Уравнение состояния для 1 моль газа. Третья форма уравнения состояния газа пишется для одного моля. Напомним, что *молем*, или *килограмм-молекулой*, называют количество килограммов газа, численно равное его молекулярной массе. Например, «моль» кислорода содержит 32 кг, поскольку его молекулярная масса равна 32 единицам, «моль» водорода—2 кг и т. д.

По закону Авогадро в равных объемах разных газов, находящихся при одинаковых температуре и давлении, содержится одинаковое число молекул.

Обозначим через N — число молекул газа. Тогда массы газов, занимающих указанные объемы, будут $N\mu_1 m$ и $N\mu_2 m$, где μ_1 и μ_2 — молекулярные массы в кислородных единицах, а m — масса одной кислородной единицы в килограммах.

Поскольку объемы газов одинаковы, то отношение их плотностей ρ_1 и ρ_2 будет

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{Nm\mu_1}{Nm\mu_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Из закона Авогадро вытекает, что при одинаковых давлении и температуре плотности разных газов пропорциональны их молекулярным массам

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

Заменив плотности газов их удельными объемами, получим

$$\mu_1 v_1 = \mu_2 v_2$$

или

$$\mu_1 v_1 = \mu_2 v_2 = \dots = \mu_n v_n = V_\mu = \text{const.}$$

Эта константа есть объем одного моля.

При нормальных условиях, т. е. при температуре 0°C и при давлении, равном 760 мм рт. ст. , 1 моль любого газа занимает объем, равный $22,4 \text{ м}^3$, т. е. $V_\mu = 22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$. Так, например, плотность азота $\rho_{\text{аз}} = 1,25 \text{ кг/м}^3$. Удельный объем азота $v_{\text{аз}}$ при нормальных условиях равен

$$v_{\text{аз}} = \frac{1}{\rho_{\text{аз}}} = \frac{1}{1,25} = 0,8 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Молекулярный вес азота $\mu_{\text{аз}} = 28$.

Объем одного моля $V_{\text{аз}} = v_{\text{аз}} \mu_{\text{аз}} = 0,8 \cdot 28 = 22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$.

Если сделать такой расчет для любого газа, то при нормальных физических условиях объем моля любого газа будет равен $22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$.

Умножив обе части уравнения (1-2) на молекулярную массу μ , получим уравнение состояния для одного моля идеального газа, которое называют *уравнением Клапейрона—Менделеева*,

$$p\mu = \mu RT,$$

но

$$v\mu = V_\mu.$$

Следовательно,

$$pV_\mu = \mu RT. \quad (1-4)$$

Универсальная газовая постоянная. Обозначим произведение μR из уравнения (1-4) через R_0 и решим это уравнение относительно $\mu R = R_0$:

$$R_0 = \frac{pV_\mu}{T},$$

где $p = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ — давление при нормальных условиях;

$V_\mu = 22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$ — объем моля;

$T = 273^\circ \text{K}$ — температура при нормальных условиях.

Подставив в полученное уравнение соответствующие числовые значения, получим:

$$R_0 = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{1,01325 \cdot 10^5 \cdot 22,4}{273} = 8314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{град)},$$

или

$$\mu R = R_0 = 8314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{град)}. \quad (1-5)$$

Величину R_0 называют *универсальной газовой постоянной* или *газовой постоянной* одного моля любого газа. Так, например, для окиси углерода CO с молекулярной массой $\mu = 12 + 16 = 28$ газовая постоянная будет равна

$$R_{CO} = \frac{8314}{28} = 296,5 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{град)}.$$

§ 4. Уравнение состояния реального газа

Молекулы реального газа в отличие от идеального имеют конечный объем и обладают силами взаимодействия. Поэтому для реального газа уравнение состояния выглядит значительно сложнее. Для получения уравнения состояния реального газа за основу все же принимают уравнение Клапейрона.

В 1873 г. голландский физик Ван-дер-Ваальс вывел уравнение состояния для реальных газов. Полученное теоретически уравнение хорошо отражает физические особенности газов. Уравнение Ван-дер-Ваальса имеет следующий вид:

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2}, \quad (1-6)$$

где a и b — поправочные коэффициенты к уравнению Клапейрона.

Поправочный член $\frac{a}{v^2}$ характеризует силы взаимного притяжения молекул реального газа. Он измеряется в единицах давления.

Поправочный коэффициент b к уравнению Клапейрона представляет собой предельный объем, который занял бы газ при бесконечно большом сжатии, и является, таким образом, собственным объемом молекул реального газа. Измеряется коэффициент b в единицах объема.

Уравнение Ван-дер-Ваальса не является столь удобным для практических расчетов, как уравнение Клапейрона, так как коэффициент a в выражении для поправки к давлению и поправка b считаются постоянными величинами, численные значения которых различны для разных газов. Однако уравнение Ван-дер-Ваальса описывает состояния газа в широких пределах температур и, как уже упоминалось, позволяет качественно проследить процесс перехода газа в жидкость.

В настоящее время выведены уравнения состояния, очень точно описывающие свойства многих реальных газов; однако вычисления по этим уравнениям столь сложны, что в технических расчетах их обычно не применяют.

Опыт показывает, что уравнение Клапейрона можно применять при исследовании нагретых реальных газов с достаточной для практики точностью.

§ 5. Основные законы идеального газа

Из уравнения Клапейрона (1-1) следуют три основных закона, справедливых для идеальных газов.

1. Если в уравнении (1-1) положить $T = \text{const}$, то получим закон Б о й л я—М а р и о т т а: *при постоянной температуре для данной массы газа произведение абсолютного давления на объем есть величина постоянная**

$$p v = \text{const.} \quad (1-7)$$

Пусть состояние газа (точка 1 на рис. 1-1) определяется параметрами p_1 , v_1 , T_1 . Допустим, что под действием внешних сил газ при постоянной температуре расширился, т. е. объем его увеличился от v_1 до v_2 . Термодинамический процесс закончился в точке 2 и параметры газа приняли значения p_2 , v_2 , T_1 .

Термодинамический процесс, протекающий при постоянной температуре (линия 1-2), носит название *изотермического***. Кривую процесса, представляющую собой равноугонную гиперболу, называют *изотермой*. Она является линией постоянной температуры. При расширении или сжатии газа по изотерме давление его изменяется обратно пропорционально изменению объема

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \text{const.} \quad (1-8)$$

Точки на кривой 1-2 характеризуют состояние тела в любой момент времени от начала до конца процесса.

Третий параметр тела можно определить из уравнения Клапейрона.

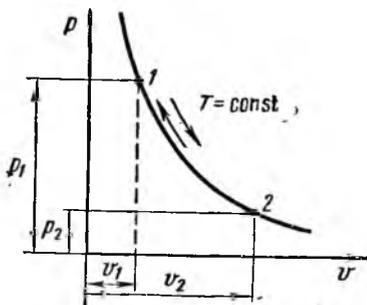


Рис. 1-1. Изотерма — линия постоянной температуры

* Закон установлен экспериментально почти одновременно независимо друг от друга двумя крупными учеными Бойлем (1627—1696) и Мариоттом (1620—1684).

** Греч. *ισος* — равный, одинаковый; *θερμη* — тепло.

2. Если в уравнении (1-1) положить $p = \text{const}$, то получим закон Гей-Люссака: при постоянном давлении в неизменной массе объем газа изменяется прямо пропорционально изменению абсолютных температур

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1-9)$$

Процесс, протекающий при постоянном давлении, называют *изобарным** процессом. Кривую (1-2 на рис. 1-2), по которой протекает процесс, называют *изобарой* — кривой постоянного давления.

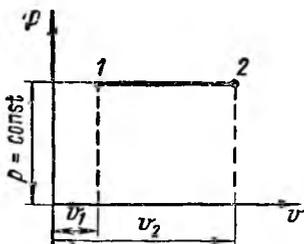


Рис. 1-2. Изобара — линия постоянного давления

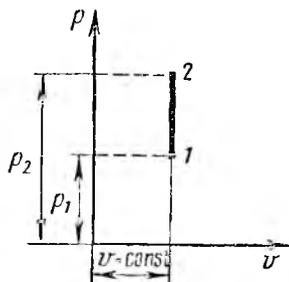


Рис. 1-3. Изохора — линия постоянного объема

3. Если в уравнении (1-1) положить $v = \text{const}$, то получим закон Шарля: при постоянном объеме и неизменной массе давление газа изменяется прямо пропорционально изменению абсолютных температур

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1-10)$$

Процесс, протекающий при постоянном объеме, носит название *изохорного*** процесса. Кривую процесса (1-2 на рис. 1-3) называют *изохорой* — кривой постоянного объема.

Глава II ГАЗОВЫЕ СМЕСИ

§ 1. Основные понятия

Рабочее тело часто представляет собой смесь нескольких газов (компонентов). Так, например, в двигателях внутреннего сгорания рабочим телом являются продукты сгорания, в состав которых входят: водород, кислород, окись углерода, азот и другие составляющие.

* Греч. *βαρος* — давление, тяжесть.

** Греч. *χωρα* — пространство.

Пусть все составные части газовой смеси имеют одинаковые температуры и одинаковые полные объемы. Если считать, что каждый компонент, входящий в состав смеси, подчиняется уравнению состояния идеального газа, как и вся смесь в целом, то давления отдельных компонентов, находящихся в смеси и химически не реагирующих между собой, подчиняются закону Д а л ь т о н а, по которому *давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных компонентов*

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n, \quad (2-1)$$

где p_1, p_2, \dots, p_n — парциальные давления компонентов смеси.

Парциальным называют давление компонента газовой смеси, которое оказывал бы этот компонент, если бы он один находился во всем объеме, занимаемом смесью, и при температуре смеси.

Закон Дальтона справедлив только для идеальных газов.

§ 2. Способы задания смеси

Состав рабочей смеси газов определяется количеством каждой составляющей, входящей в смесь. Состав смеси обычно задают массовыми или объемными долями.

Если смесь, состоящая из n компонентов, задана по массе, то массовые доли отдельных компонентов в смеси будут равны:

$$g_1 = \frac{m_1}{m}; \quad g_2 = \frac{m_2}{m}; \dots; \quad g_n = \frac{m_n}{m}, \quad (2-2)$$

где g_1, g_2, \dots, g_n — массовые доли компонентов в газовой смеси;
 m_1, m_2, \dots, m_n — массы отдельных компонентов, образующих смесь;

m — масса всей смеси.

Очевидно, что сумма масс отдельных компонентов газовой смеси равна массе всей смеси

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = m. \quad (2-3)$$

Это равенство называют *уравнением массового состава газовой смеси*.

Из уравнений (2-2) и (2-3) ясно, что сумма массовых долей отдельных компонентов газовой смеси равна единице

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1. \quad (2-4)$$

Равенство (2-4) называют *уравнением относительного массового состава газовой смеси*.

Если смесь, состоящая из n компонентов, задана по объему, то объемные доли их в смеси определяются равенствами:

$$r_1 = \frac{V_1}{V}; r_2 = \frac{V_2}{V}; \dots; r_n = \frac{V_n}{V}, \quad (2-5)$$

где V_1, V_2, \dots, V_n — парциальные объемы компонентов, входящих в состав смеси;

V — полный объем смеси.

Парциальным называют объем компонента, входящего в состав смеси, при температуре и давлении смеси.

Очевидно, что сумма парциальных объемов компонентов газовой смеси равна полному объему смеси. Уравнение объемного состава смеси имеет вид

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = V. \quad (2-6)$$

Сумма объемных долей компонентов газовой смеси равна единице, т. е. *уравнение относительного объемного состава* будет

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1. \quad (2-7)$$

Между массовыми и объемными долями существует следующая зависимость:

$$r_i = \frac{g_i R_i}{R}, \quad (2-8)$$

где r_i — объемная часть компонента;

g_i — массовая часть компонента;

R_i — газовая постоянная компонента;

R — газовая постоянная смеси.

§ 3. Термодинамические свойства смеси

Если задан состав смеси и известны термодинамические свойства компонентов газовой смеси (например, газовые постоянные и молекулярные массы) и общее давление смеси, то можно определить термодинамические свойства смеси.

Рассмотрим газовую смесь, составленную из трех компонентов и заданную по массе. Определим газовую постоянную смеси, кажущуюся молекулярную массу, удельный объем и плотность.

Напишем для каждого компонента газовой смеси уравнение Клапейрона:

$$p_1 V = m_1 R_1 T;$$

$$p_2 V = m_2 R_2 T;$$

$$p_3 V = m_3 R_3 T,$$

где p_1, p_2, p_3 — парциальные давления компонентов газовой смеси;
 V — объем смеси;
 m_1, m_2, m_3 — массы компонентов газовой смеси;
 T — абсолютная температура, одинаковая для всех компонентов.

Суммируя эти выражения, получим

$$(p_1 + p_2 + p_3)V = (m_1R_1 + m_2R_2 + m_3R_3)T.$$

Но по закону Дальтона

$$p_1 + p_2 + p_3 = p,$$

тогда, заменив сумму парциальных давлений компонентов полным давлением смеси, получим

$$pV = (m_1R_1 + m_2R_2 + m_3R_3)T. \quad (2-9)$$

Известно, что для газовой смеси уравнение состояния имеет вид

$$pV = mRT. \quad (2-10)$$

Поделив равенство (2-9) на (2-10) и используя значение $R = \frac{R_0}{\mu}$, получим формулу для определения газовой постоянной смеси:

$$R = \frac{m_1R_1 + m_2R_2 + m_3R_3}{m}$$

или

$$R = g_1R_1 + g_2R_2 + g_3R_3 = \left(\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + \frac{g_3}{\mu_3} \right) R_0. \quad (2-11)$$

Как известно (§ 3 гл. I), значение газовой постоянной R для любого газа может быть определено по его молекулярной массе μ . В смеси каждый газ имеет свою молекулярную массу. Понятно, что смесь не имеет истинной молекулярной массы. Поэтому величину μ , определяемую из соотношения (1-5) для смеси,

$$\mu = \frac{8314}{R}$$

называют кажущейся молекулярной массой. Эту величину можно рассматривать как действительную молекулярную массу воображаемого однородного газа, общая масса и число молекул которого равны соответственно массе и числу молекул смеси. Кажущуюся молекулярную массу называют также средней молекулярной массой смеси. Ее можно определить из формул (1-5) и (2-11)

$$\mu = \frac{8314}{g_1R_1 + g_2R_2 + g_3R_3} = \frac{1}{\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + \frac{g_3}{\mu_3}}.$$

Поскольку газовая смесь состоит из газов, имеющих различные молекулярные массы, молекулярную массу газовой смеси называют кажущейся.

Удельный объем газовой смеси можно вывести из уравнения (2-10):

$$\frac{pV}{m} = RT, \text{ но } \frac{V}{m} = v,$$

поэтому

$$pv = RT \text{ и } v = \frac{RT}{p}. \quad (2-12)$$

Так как газовая постоянная смеси равна

$$R = g_1 R_1 + g_2 R_2 + g_3 R_3,$$

то, подставляя значения R в уравнение (2-12), получим

$$v = g_1 \frac{R_1 T}{p} + g_2 \frac{R_2 T}{p} + g_3 \frac{R_3 T}{p},$$

а

$$\frac{R_1 T}{p} = v_1; \quad \frac{R_2 T}{p} = v_2; \quad \frac{R_3 T}{p} = v_3,$$

откуда удельный объем газовой смеси будет равен

$$v = g_1 v_1 + g_2 v_2 + g_3 v_3 = \frac{g_1}{\rho_1} + \frac{g_2}{\rho_2} + \frac{g_3}{\rho_3}, \quad (2-13)$$

где v_1, v_2, v_3 и ρ_1, ρ_2, ρ_3 — удельные объемы и плотности компонентов газовой смеси.

Плотность газовой смеси является обратной величиной ее удельного объема, т. е.

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{1}{\frac{g_1}{\rho_1} + \frac{g_2}{\rho_2} + \frac{g_3}{\rho_3}}. \quad (2-14)$$

Пример 2-1. Определить парциальное давление кислорода в воздухе, если при давлении воздуха 760 мм рт. ст. парциальное давление азота равно 598,2 мм рт. ст.

Парциальное давление кислорода равно

$$p_{O_2} = p_{см} - p_{N_2} = 760 - 598,2 = 161,8 \text{ мм рт. ст.}$$

Пример 2-2. Дымовые газы имеют состав: $CO_2 = 5 \text{ кг}$; $CO = 2 \text{ кг}$; $N_2 = 13 \text{ кг}$. Определить относительный массовый состав смеси. Об-

щая масса смеси $m = 5 + 2 + 13 = 20$ кг. Массовые доли компонентов:

$$g_{\text{CO}_2} = \frac{m_{\text{CO}_2}}{m} = \frac{5}{20} = 0,25;$$

$$g_{\text{CO}} = \frac{m_{\text{CO}}}{m} = \frac{2}{20} = 0,1;$$

$$g_{\text{N}_2} = \frac{m_{\text{N}_2}}{m} = \frac{13}{20} = 0,65.$$

Глава III

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 1. Основные понятия

Прежде чем приступить к изучению законов термодинамики, необходимо познакомиться с такими понятиями, как *неравновесное и равновесное состояние системы и обратимость процесса*.

Состояние системы. *Неравновесное* состояние системы характеризуется различными значениями ее параметров в каждой точке системы.

Равновесным считают такое состояние системы, при котором во всех ее точках параметры системы имеют одинаковое значение и остаются в покое, т. е. неизменны во времени. Если все точки системы характеризуются одинаковой температурой, то это означает, что система находится в состоянии *термического равновесия*. Если давление одинаково во всех точках системы, то это означает, что система находится в состоянии *механического равновесия*.

Допустим, что в сосуде с теплоизолированными стенками под невесомым поршнем находится некоторое количество газа. В целом система находится в равновесном состоянии. Это означает, что температура газа по всему объему постоянна и равна температуре окружающей среды. Если пренебречь силой тяжести, действующей на газ в цилиндре, то в равновесном состоянии масса газа распределена по всему объему сосуда равномерно, и, следовательно, давление во всех точках объема также одинаково и равно давлению окружающей среды.

Опыт показывает, что система, выведенная из равновесия и не подвергающаяся больше внешним воздействиям, самостоятельно вернется в равновесное состояние. Однако из равновесного состояния в неравновесное система не может перейти без внешнего воздействия.

Параметры состояния при равновесии не остаются постоянными, а испытывают небольшие колебания вблизи своих равновесных (средних) значений. Поэтому о термодинамическом равновесии мож-

но говорить только в том случае, когда число частиц рассматриваемого газа очень велико. Поскольку законы термодинамики относятся только к системам, состоящим из большого числа частиц, то для изучения этих законов вполне справедливо существование термодинамического равновесия.

Если рабочее тело под воздействием внешних или внутренних факторов выведено из равновесия, то все параметры, характеризующие его состояние, изменятся, т. е. начнется термодинамический

процесс изменения состояния рабочего тела.

В термодинамике для графического изображения процесса пользуются прямоугольной системой координат. Процесс изменения состояния рабочего тела может быть наглядно представлен в виде графика на p - v -диаграмме, где по оси абсцисс откладывают удельный объем v , а по оси ординат — давление p .

Пусть в рабочем пространстве цилиндра, снабженного поршнем

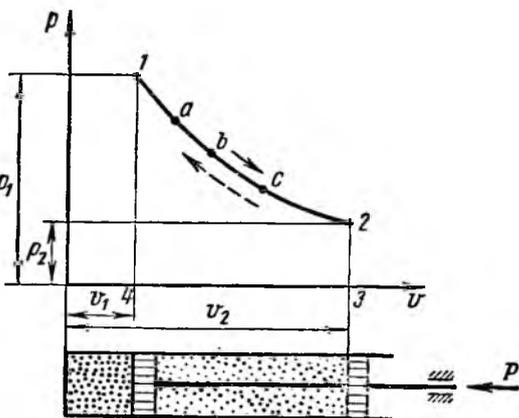


Рис. 3-1. Термодинамический процесс на p - v -диаграмме

(рис. 3-1), заключен 1 кг газа с начальными параметрами p_1 и v_1 . Примем, что на поршень с внешней стороны действует постоянная сила P и газ находится в состоянии равновесия. Графически начальное состояние газа на p - v -диаграмме определится точкой 1. Для осуществления процесса необходимо нарушить равновесие системы.

Допустим, что термическим или механическим воздействием равновесие газа нарушено и начался процесс изменения его состояния. При этом в каждый момент времени система уже не находится в равновесном состоянии и величины давления p и температуры T в каждой точке* системы будут принимать новые значения. Поэтому состояние системы теперь нельзя точно характеризовать, задавая три параметра p , v и T , а следовательно, такой процесс нельзя точно изобразить графически. Если же пользоваться усредненными по объему рабочего тела параметрами, то процесс изменения состояния можно *приближенно* изобразить графически.

Если в конечном равновесном состоянии удельный объем газа увеличивается, то такой процесс называют *расширением* и характе-

* Здесь и далее под *точкой* следует понимать объем газа, малый по сравнению со всем рассматриваемым объемом, но содержащий достаточно большое количество молекул.

ризуют неравенством $dv > 0$. Если же при изменении состояния газа объем его уменьшается, то такой процесс называют *сжатием*. Он характеризуется неравенством $dv < 0$. Процесс расширения обычно называют *прямым процессом*, а процесс сжатия — *обратным*.

На p - v -диаграмме (рис. 3-1) изменение состояния газа в каждый момент времени выразится непрерывной последовательностью точек a , b , c и т. д., характеризующих *средние* значения параметров p и v в соответствующие моменты времени.

Процесс, переводящий тело из одного состояния в другое, из точки 1 в точку 2, выразится некоторой кривой 1-2 средних значений параметров. Точки 1 и 2 точно характеризуют равновесное состояние газа в начале и конце процесса. Вид кривой зависит от характера процесса. Такую кривую называют *кривой термодинамического процесса*.

Обратимость процесса. Если состояние внешней среды изменяется бесконечно медленно, то и процесс изменения состояния газа, возникающий под воздействием среды, также протекает бесконечно медленно. Настолько медленно, что участвующие в процессе тела в каждый момент времени находятся в состоянии равновесия, соответствующем имеющимся в этот момент внешним условиям.

Процесс, который состоит из непрерывного ряда последовательных равновесных состояний, называют *равновесным процессом*.

В таком процессе в каждый момент времени система находится в равновесии и ее состояние точно (a не усредненно, как в неравновесном) определяется параметрами p , v и T . При этом точки на кривой процесса определяют точное значение соответствующих параметров.

Равновесные процессы являются идеальными процессами, поскольку они протекают с бесконечно малыми скоростями и могут быть осуществлены только при бесконечно малой разности давлений и температур газа и внешней среды.

Все происходящие в природе тепловые процессы в той или иной степени не являются равновесными, так как они протекают с конечными скоростями и при конечных разностях давлений и температур, участвующих в процессе тел.

Однако в некоторых случаях степень неравновесности бывает столь незначительной, что процессы можно с достаточной точностью считать равновесными. Одним из условий равновесности является малая, *по сравнению со скоростью звука*, скорость процесса*. Так, например, скорость движения поршня в двигателях внутреннего сгорания порядка 10 м/сек, а скорость звука в газе порядка 100—1000 м/сек. Поэтому процессы в двигателях внутреннего сгорания можно считать равновесными.

* Скоростью звука называется скорость распространения малых возмущений в среде, например изменения давления, плотности.

Термодинамика изучает равновесные (идеальные) процессы, поэтому ее часто называют *равновесной термодинамикой*.

Равновесный процесс, который может быть осуществлен в обратном направлении через тот же ряд последовательных равновесных состояний прямого процесса без каких-либо конечных изменений как в самом газе, так и во внешней среде, называют *обратимым процессом*. Для того чтобы процесс был обратимым, нужно чтобы он был равновесным.

Так, например, процесс, изображенный на рис. 3-1, будет только тогда обратимым, когда газ при сжатии пройдет те же состояния, которые он проходил при расширении. При этом на *pV*-диаграмме площадь (пл.) 1234 равна площади (пл.) 2143.

Изучение обратимых процессов позволяет выявить основные закономерности реальных процессов. Возникающие неточности можно учесть соответствующими поправочными коэффициентами.

§ 2. Первый закон термодинамики

Закон сохранения энергии устанавливает, что энергия не создается, не уничтожается и что одна форма энергии может переходить в другую; при этом превращение совершается таким образом, что определенное количество одной формы энергии переходит в равное количество другой формы энергии. Первый закон термодинамики устанавливает количественную зависимость между подводимой к системе теплотой, ее внутренней энергией и совершаемой системой работой.

Первый закон (начало) термодинамики формулируют так: *вся теплота, подведенная к системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение внешней работы, т. е.*

$$Q = U_2 - U_1 + L, \quad (3-1)$$

где Q — подведенная к системе теплота;

U_1 — внутренняя энергия системы в начале процесса;

U_2 — внутренняя энергия системы в конце процесса;

L — работа, совершенная системой.

Если первый закон выразить в дифференциальной форме и работу, совершенную газом, отнести к 1 кг газа — dl , то уравнение (3-1) примет вид

$$dq = du + dl. \quad (3-2)$$

Здесь $du = u_2 - u_1$ — изменение внутренней энергии системы.

Первый закон термодинамики, устанавливая количественную зависимость между видами энергии, не указывает условий, при которых протекают преобразования одного вида энергии в другой.

Внутренняя энергия газа. В зависимости от размеров материальных тел, участвующих в движении, различают две формы движения: *макродвижение* и *микродвижение*. Макродви-

жение — это перемещение макрочастиц, т. е. перемещение целых частей термодинамической системы или тел внешней среды в пространстве (например, поршня в цилиндре). Микродвижение — это перемещение микрочастиц — молекул, атомов, электронов и т. п. Энергию также подразделяют на макроскопическую и микроскопическую.

Макроскопическую энергию, т. е. кинетическую энергию движения макроскопических тел и их потенциальную энергию, обусловленную силами, действующими на эти тела, называют механической энергией.

Кинетическую энергию микроскопических тепловых движений молекул и потенциальную энергию их взаимодействия называют внутренней энергией тела.

В любом состоянии рабочее тело, изолированное от внешней среды или находящееся во взаимодействии с ней, располагает определенным количеством внутренней энергии U . Полное изменение энергии тела ΔU в процессе — величина, зависящая только от конечного и начального состояния рабочего тела.

Поэтому полное изменение энергии тела в процессе определяется разностью значений энергии в начале и конце взаимодействия тела с внешней средой

$$\Delta U = U_2 - U_1, \quad (3-3)$$

где U_1 и U_2 — внутренняя энергия в начале и в конце процесса.

Работа и количество теплоты. Если газ, находящийся в цилиндре под поршнем, расширяется, то его объем увеличивается ($dv > 0$). При этом газ передвигает поршень, совершая механическую работу. Такую работу считают положительной. При сжатии газа ($dv < 0$) работа производится над газом со стороны внешней среды. Эту работу считают отрицательной.

Совершенную газом работу можно вычислить по общим правилам механики, а можно также определить графически, изобразив ее на pV -диаграмме.

Рассмотрим работу расширения газа в изобарном процессе ($p = \text{const}$).

Пусть в цилиндре, под поршнем, находится m кг газа (рис. 3-2). Его состояние определяется параметрами p_1 , v_1 , T_1 , что на диаграм-

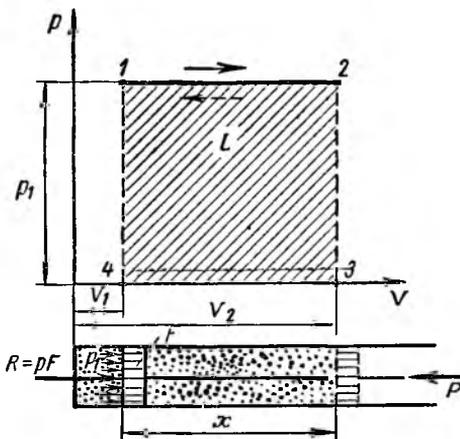


Рис. 3-2. Работа изобарного расширения газа

ме соответствует точке I . Давление газа p_1 уравновешено внешней силой P , приложенной к штоку поршня. Таким образом, система находится в равновесии.

Подведем к системе тепло Q , которое нарушит равновесное состояние газа. Газ, под действием тепла, расширяясь, будет давить на поршень с силой R , преодолевая силу P , и передвинет его вправо на расстояние x , совершив при этом работу. Состояние газа в точке 2 определится параметрами p_1 , v_2 , T_2 .

Как известно из механики, работа равна произведению силы на путь. В нашем случае работа L , совершенная газом под действием силы R , равна произведению этой силы на путь x

$$L = Rx. \quad (3-4)$$

Сила R , с которой газ передвигает поршень слева направо, равна произведению давления газа p на площадь поршня F

$$R = pF, \quad (3-5)$$

где $p = p_1 = p_2 = \text{const}$.

Подставив в формулу (3-4) значение R из формулы (3-5), получим

$$L = pFx. \quad (3-6)$$

Но произведение площади F поршня на путь x представляет собой объем цилиндра, описанный поршнем

$$Fx = V_2 - V_1 = \Delta V. \quad (3-7)$$

Подставив в формулу (3-6) значение объема цилиндра $V_2 - V_1$, получим величину работы, совершенной газом при его расширении

$$L = p(V_2 - V_1) = p\Delta V. \quad (3-8)$$

Из формулы видно, что изменение объема газа сопровождается работой, равной произведению давления, под которым находится газ, на изменение его объема.

Теперь по конечным параметрам газа построим график на pV -диаграмме, определяющий зависимость между его объемом в цилиндре и абсолютным давлением. Диаграмма дает возможность графически оценить работу расширения газа.

Опустив перпендикуляры из точек 1 и 2 начала и конца процесса, получим замкнутый контур, образованный линией процесса 1-2, крайними ординатами 14 и 23 и отрезком оси абсцисс, равным $V_2 - V_1$. Площадь диаграммы, расположенная в замкнутом контуре 1 2 3 4, на pV -диаграмме определяет работу расширения газа.

В изобарном процессе эта площадь представляет собой прямоугольник, у которого одна сторона равна величине p_1 , а другая — отрезку $V_2 - V_1$. Такую площадь легко вычислить умножением основания прямоугольника на его высоту, т. е.

$$L = p(V_2 - V_1).$$

Теперь определим работу, совершенную m кг газа при изотермическом расширении (рис. 3-3). Величина работы изотермического расширения, так же как и изобарного, определяется пл. 1234, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами. Однако по закону Бойля—Мариотта изменение состояния газа при изотермическом расширении сопровождается падением давления газа в цилиндре. Поэтому определить работу газа, совершенную при изотермическом расширении, значительно трудней, чем при изобарном.

Разобьем весь процесс, изображенный на диаграмме кривой 1-2, на большое число бесконечно малых процессов и определим работу расширения газа одного такого элементарного процесса. В бесконечно малом изменении состояния газа изменение его параметров также бесконечно мало. Поэтому можно считать, что в пределах каждого элементарного процесса давление газа остается постоянным. Тогда по формуле (3-8) элементарная работа dL расширения газа при изменении объема на величину $\Delta V = dV$ будет

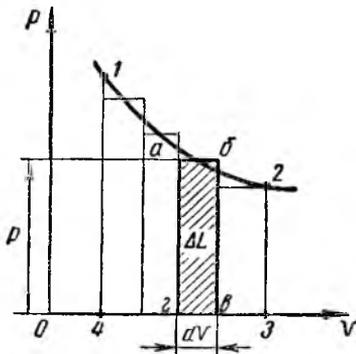


Рис. 3.-3. Работа изотермического расширения газа

$$dL = pdV. \quad (3-9)$$

На pV -диаграмме элементарная работа dL изобразится в виде площади бесконечно узкого прямоугольника $abce$ (рис. 3-3), величина которого определится произведением его основания dV на высоту p . Очевидно, кривая всего процесса 1-2 представится в виде ступенчатой кривой, составленной из элементарных процессов. Можно себе представить, что при бесконечном увеличении числа элементарных участков ступенчатая кривая превратится в плавную кривую процесса.

Полная работа расширения m кг газа в изотермическом процессе 1-2 определится суммой элементарных работ. Эта сумма равна определенному интегралу, взятому в пределах от начального объема V_1 до конечного объема V_2 ,

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (3-10)$$

Отнеся работу расширения к 1 кг массы газа, получим

$$dl = p dv \quad (3-11)$$

или

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (3-12)$$

Величину этой работы можно вычислить аналитически, а можно также определить измерением площади диаграммы планиметром*.

Сравнивая равенства (3-2) и (3-11), можно первый закон термодинамики представить в таком виде:

$$dq = du + pdv. \quad (3-13)$$

Возвращаясь к формулировке первого закона термодинамики, не следует говорить о количестве теплоты, содержащейся в теле, а можно говорить лишь о том, сколько тело отдаст или получит теплоты *в том или ином процессе*. В отличие от внутренней энергии работа и количество теплоты зависят не только от начального и конечного состояний газа, но и от пути, по которому происходило изменение его состояния.

Количество теплоты, полученное телом, принято считать *положительным*, а отданное телом — *отрицательным*.

Количества теплоты и работы измеряются в одних и тех же единицах — в джоулях (*дж*). В технике в качестве единицы работы или энергии применяют киловатт-час (*квт·ч*); $1 \text{ квт·ч} = 3600 \text{ кдж}$

§ 3. Энтальпия

Рассмотрим уравнение (3-13) первого закона термодинамики

$$dq = du + pdv.$$

Напишем это уравнение для произвольного конечного процесса изменения состояния газа, определяемого участком любой кривой 1-2

$$q = u_2 - u_1 + \int_1^2 pdv.$$

Так как

$$pdv = d(pv) - vdp,$$

то уравнение (3-13) можно переписать так:

$$dq = du + d(pv) - vdp,$$

или

$$dq = d(u + pv) - vdp.$$

В первом члене правой части этого уравнения под знаком дифференциала стоит величина $u + pv$. Эта величина складывается из внутренней энергии газа u и работы pv , которую газ способен совершить при изменении своего объема от 0 до v при постоянном

* Планиметр — прибор для измерения площадей сложных фигур.

давлении p . Величину $u + pv$ называют *энтальпией** газа и обозначают буквой i

$$di = du + d(pv). \quad (3-14)$$

Энтальпия является одной из самых важных функций технической термодинамики.

Подставляя в уравнение первого закона термодинамики величину du , найденную из уравнения (3-14), получим следующее выражение для первого закона термодинамики:

$$dq = di - vdp, \quad (3-15)$$

где vdp — элементарная работа расширения газа с учетом его взаимодействия с окружающей средой (с учетом работы проталкивания).

Для изобарного процесса ($vdp = 0$) уравнение (3-15) упрощается

$$dq_{(p=\text{const})} = di,$$

или

$$dq_{(p=\text{const})} = i_2 - i_1.$$

Отсюда следует, что количество теплоты, которое передается в процессе с постоянным давлением, можно найти как разность энтальпий в конечном и начальном состояниях процесса $p = \text{const}$. При этом удобно использовать имеющиеся таблицы или диаграммы газов.

Пример 3-1. Во сколько раз объем газа при температуре -20°C меньше, чем при температуре $+20^\circ\text{C}$, если процесс протекает при $p = \text{const}$?

По закону Гей-Люссака

$$\frac{V_{+20}}{V_{-20}} = \frac{273 + 20}{273 - 20} = \frac{293}{255} \approx 1,16,$$

т. е. объем газа при температуре -20°C в 1,16 раз меньше, чем при температуре $+20^\circ\text{C}$.

Пример 3-2. В цилиндре под поршнем находится m кг воздуха, занимающего объем $V_1 = 0,1 \text{ м}^3$ при избыточном давлении $p_1 = 0,5 \text{ ат}$

К поршню приложена сила, сжимающая воздух до избыточного давления $p_2 = 6 \text{ ат}$ при $T = \text{const}$.

* Как уже было сказано, теплота не может содержаться в теле, а может быть лишь передана в том или ином процессе. Исходя из этого, не следует применять устаревший термин «теплосодержание» вместо энтальпии.

Определить конечный объем V_2 .
По закону Бойля—Мариотта

$$V_2 = \frac{V_1 p_1}{p_2} = \frac{0,1(0,5 + 1)}{6 + 1} \approx 0,021 \text{ м}^3.$$

Пример 3-3. Газ находится в цилиндре под избыточным давлением $p' = 1 \text{ ат}$; барометрическое давление равно 550 мм рт. ст. . При изотермическом расширении газ увеличил свой объем в 3 раза.

Определить абсолютное давление p газа в цилиндре после его расширения.

Начальное абсолютное давление

$$p_1 = \frac{550}{735} + p' \approx 0,75 + 1 = 1,75 \text{ ат}.$$

Конечное абсолютное давление подсчитываем по закону Бойля—Мариотта

$$p_2 = \frac{v_1 p_1}{v_2},$$

но по условию задачи

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{1}{3},$$

следовательно, абсолютное давление в цилиндре будет

$$p_2 = \frac{v_1}{v_2} p_1 = \frac{1}{3} \cdot 1,75 = 0,58 \text{ ат}.$$

Пример 3-4. Избыточное давление кислорода, находящегося в баллоне, снизилось со 104 до 20 ат . Определить, во сколько раз изменилась плотность кислорода, если процесс протекал при $T = \text{const}$,

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}; \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{104 + 1}{20 + 1} = 5.$$

Пример 3-5. Определить плотность воздуха при 0°С и атмосферном давлении 600 мм рт. ст. , если при нормальных условиях плотность воздуха $\rho_1 = 1,293 \text{ кг/м}^3$,

$$\rho_2 = \frac{p_1 \rho_2}{p_2} = \frac{1,293 \cdot 600}{760} = 1,02 \text{ кг/м}^3.$$

§ 1. Основные понятия

Для того чтобы два различных вещества с одинаковой массой нагреть до одинаковых температур, нужно затратить различное количество тепла. Так, например, на нагревание воды нужно затратить тепла примерно в девять раз больше, чем на нагревание до той же температуры такого же количества железа.

Следовательно, каждое тело обладает своей, присущей только этому телу, теплоемкостью.

Теплоемкостью называют количество тепла в джоулях, необходимое для изменения температуры вещества на один градус.

Для характеристики теплоемкости различных веществ, для возможности сравнения их между собой и для технических расчетов ввели понятие удельной теплоемкости.

Удельной теплоемкостью называют количество тепла в джоулях, необходимое для изменения температуры единицы вещества на один градус.

В зависимости от выбранной единицы различают теплоемкости:

1) удельную массовую

$$c = \frac{1}{m} \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

отнесенную к 1 кг массы вещества и измеряемую в $\text{дж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$;

2) удельную объемную

$$C = \frac{1}{V} \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

отнесенную к 1 м^3 вещества и измеряемую в $\text{дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{град})$;

3) удельную мольную

$$C_{\mu} = \frac{\mu}{m} \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

отнесенную к 1 моль и измеряемую в $\text{дж}/(\text{моль} \cdot \text{град})$.

Все три вида теплоемкостей, как это следует из определений, связаны между собой следующей зависимостью:

объемная теплоемкость с массовой

$$C = c\rho; \tag{4-1}$$

массовая с мольной

$$c = \frac{C_{\mu}}{\mu}; \tag{4-2}$$

мольная с объемной

$$C_{\mu} = \frac{\mu}{\rho} C, \tag{4-3}$$

где ρ — плотность вещества, $\text{кг}/\text{м}^3$;

μ — молекулярная масса вещества, $\text{кг}/\text{моль}$.

§ 2. Теплоемкость газов

У газообразных тел, в отличие от тел жидких и твердых, теплоемкость в значительной степени зависит от внешних условий, при которых к телу подводят или отводят от него тепло.

В теплотехнике большое значение имеют процессы, совершающиеся при постоянном объеме ($v = \text{const}$) и при постоянном давлении ($p = \text{const}$). В первом случае теплоемкость называют *изохорной* и обозначают c_v , а во втором — *изобарной* и обозначают c_p .

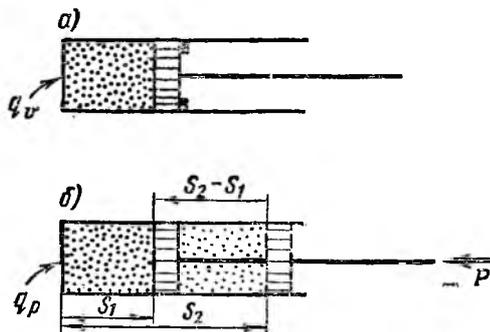


Рис. 4-1. Определение теплоемкости:
а — при изохорном процессе; б — при изобарном

При изохорном подогреве газа его объем не увеличивается. Следовательно, он не совершает работы против внешних сил. При изобарном подогреве газ, расширяясь, преодолевает внешнюю силу, действующую на поршень, т. е. совершает работу.

Следовательно, при нагревании одного и того же газа до одинаковой температуры в одинаковых условиях при изобарном процессе

нужно затратить тепла больше, чем при изохорном.

В этом можно убедиться, проделав следующий опыт.

Возьмем два цилиндра одинаковых размеров (рис. 4-1). Примем, что стенки цилиндров и невесомые поршни, перекрывающие их от внешней среды, изготовлены из абсолютно нетеплопроводного материала. Дно каждого цилиндра абсолютно теплопроводно.

В каждый цилиндр поместим по 1 кг одного и того же газа одинаковых параметров p_1 , v_1 , T_1 .

Поршень первого цилиндра (рис. 4-1, а) закреплен. При подводе тепла объем газа будет оставаться постоянным. К поршню второго цилиндра (рис. 4-1, б) приложена нагрузка P такой величины, чтобы при подводе тепла газ расширялся при постоянном давлении.

Такая нагрузка должна быть равна произведению давления газа p (внутри цилиндра) на площадь поршня F ($P = pF$).

Подведем к цилиндрам тепло q_v и q_p соответственно.

В первом цилиндре (рис. 4-1, а) газ не расширяется и, следовательно, не совершает работу (процесс изохорный). В конце процесса параметры газа будут иметь величины p_2 , v_1 , T_2 . Все подведенное тепло при изохорном процессе затрачивается на повышение температуры и давления, т. е. на увеличение внутренней энергии газа

где

$$q_v = \Delta u,$$

$$\Delta u = u_2 - u_1.$$

Во втором цилиндре (рис. 4-1, б) при подводе тепла процесс изменения состояния газа изобарный. Его конечные параметры имеют величину p_1 , v_2 , T_2 . Подведенное к газу тепло затрачивается и на совершение внешней работы l (передвижение поршня на расстояние $S_2 - S_1$), и на повышение внутренней энергии газа Δu

$$q_p = l + \Delta u.$$

Из сказанного видно, что $q_p > q_v$ на величину совершаемой газом работы l , т. е.

$$q_p - q_v = l.$$

Теплоемкость газа зависит от физических свойств газа, от условий, в которых происходит процесс, а также и от температуры (а для реальных газов и от давления). Иногда в теплотехнических расчетах, не требующих большой точности, не считаются с изменением теплоемкости от температуры, принимая значения теплоемкостей одинаковыми во всех интервалах температурной шкалы. В этом случае ее считают величиной постоянной.

Если исходить из того, что теплоемкость газа — величина переменная, зависящая от температуры, то это значит, что для нагрева на каждый градус необходимо разное количество тепла.

В этом случае пользуются понятиями средней и истинной теплоемкостями.

Средняя и истинная теплоемкости. Средней удельной теплоемкостью C_m называют количество тепла q , необходимое для повышения температуры единицы массы газа в среднем на 1° от температуры T_1 до T_2 :

$$c_m = \frac{q}{T_2 - T_1}. \quad (4-4)$$

При уменьшении разности температур $T_2 - T_1$ средняя теплоемкость газа приближается к истинной.

Если к газу подведено бесконечно малое количество тепла dq и температура тела повысилась на величину dT , то отношение

$$c = \frac{dq}{dT}. \quad (4-5)$$

определяет *истинную теплоемкость тела.*

В практических расчетах гораздо удобнее пользоваться средней теплоемкостью.

Значения средних теплоемкостей для различных газов вычислены по формулам на основе точных данных и сведены в таблицы.

Как следует из формулы (4-4), количества тепла, необходимые для нагревания 1 кг газа до температур t_1 и t_2 , будут

$$q_1 = c_{m0}^{t_1} (t_1 - 0) = c_{m0}^{t_1} t_1 \text{ дж/кг},$$

$$q_2 = c_{m0}^{t_2} (t_2 - 0) = c_{m0}^{t_2} t_2 \text{ дж/кг},$$

где $c_{m0}^{t_1}$ и $c_{m0}^{t_2}$ — табличные значения теплоемкости в интервале температур $0 - t_1$ °С и $0 - t_2$ °С.

Следовательно, количество тепла, необходимое для нагревания 1 кг газа от температуры t_1 до температуры t_2 , определится как разность

$$q = q_2 - q_1 = c_{m0}^{t_2} t_2 - c_{m0}^{t_1} t_1 \text{ дж/кг}. \quad (4-6)$$

Теплоемкость реального газа возрастает с повышением температуры.

§ 3. Теплоемкость газовой смеси

В теплотехнических расчетах приходится определять *теплоемкость газовой смеси*. Так как тепло, затрачиваемое на нагревание 1 кг газовой смеси, расходуется на нагревание отдельных компонентов, находящихся в смеси, то теплоемкость смеси равна сумме произведений теплоемкостей компонентов, составляющих смесь, на их массовые или объемные доли.

Если состав смеси задан по массе газа, то теплоемкость смеси определяется из равенства

$$c_{см} = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n,$$

или

$$c_{см} = \sum_{i=1}^n c_i g_i, \quad (4-7)$$

где c_i — массовая теплоемкость компонента смеси;

g_i — массовая доля компонента смеси.

Если состав смеси задан объемными долями, то объемную теплоемкость смеси можно вычислить по формуле

$$c_{см} = \sum_{i=1}^n c_i r_i, \quad (4-8)$$

где r_i — объемная доля компонента смеси.

Формулы (4-7) и (4-8) являются общими для любого и, в частности, для изохорного и изобарного процессов.

Следствие первого закона. Запишем первый закон термодинамики, используя понятие о теплоемкости. Решив уравнение (4-5) относительно dq , получим количество тепла, сообщенное 1 кг газа при бесконечно малом изменении его температуры

$$dq = c dT. \quad (4-9)$$

Приравняв правые части равенства (3-13) и (4-9) и поделив почленно на dT , получим выражение теплоемкости в общем виде для любого процесса

$$c = \frac{\partial u}{\partial T} + p \frac{\partial v}{\partial T}. \quad (4-10)$$

Рассмотрим уравнение (4-10) при изохорном процессе. Если $v = \text{const}$, то $dv = 0$, и, следовательно, второй член правой части уравнения также равен нулю: $p \frac{\partial v}{\partial T} = 0$. Тогда уравнение (4-10) примет вид

$$c = c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = \frac{du}{dT} \Big|_{v=\text{const}}. \quad (4-11)$$

Решив уравнение (4-11) относительно du и подставив его значение в уравнение первого закона термодинамики (3-13), получим уравнение первого закона термодинамики для любого процесса, выраженное через теплоемкость

$$dq = c_v dT + p dv. \quad (4-12)$$

Рассматривая первый закон термодинамики в применении к изобарному ($p = \text{const}$) процессу идеального газа, выведем известное из физики уравнение Майера.

Продифференцировав характеристическое уравнение $pV = \mu RT$, получим

$$p dV + V dp = R dT. \quad (4-13)$$

Так как процесс изменения состояния газа протекает при $p = \text{const}$, то $dp = 0$ и $V dp = 0$ и уравнение (4-13) примет вид

$$p dV = R dT,$$

но изобарная теплоемкость равна

$$c_p = \frac{dq}{dT} \Big|_{p=\text{const}},$$

откуда

$$dq = c_p dT. \quad (4-14)$$

Подставив значение dq из формулы (4-14), а значение $p dV$ из формулы (4-13) в равенство (4-12), получим

$$c_p dT = c_v dT + R dT.$$

Разделив последнее равенство почленно на dT , получим зависимость между c_p и c_v для любого идеального газа, известную под названием уравнения Майера:

$$c_p = c_v + R \text{ дж/(кг} \cdot \text{град)} \quad (4-15)$$

или

$$c_p - c_v = R \text{ дж}/(\text{кг} \cdot \text{град}). \quad (4-16)$$

Из уравнения (4-16) видно, что изобарная теплоемкость c_p больше изохорной теплоемкости c_v , так как стоящая в правой части уравнения величина R всегда положительна.

Умножив правую и левую части уравнения (4-16) на молекулярную массу μ , получим зависимость между мольными теплоемкостями

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R = R_0. \quad (4-17)$$

Из равенства (1-5) известно, что $\mu R = R_0 = 8314 \text{ дж}/(\text{моль} \cdot \text{град})$. Подставляя это значение μR в равенство (4-17), получим

$$\mu c_p - \mu c_v = 8314 \text{ дж}/(\text{моль} \cdot \text{град}),$$

или

$$\mu c_p - \mu c_v \approx 8,3 \text{ кдж}/(\text{моль} \cdot \text{град}), \quad (4-18)$$

т. е. для всех идеальных газов разность между мольными теплоемкостями при постоянном давлении c_p и при постоянном объеме c_v всегда одинакова и приблизительно равна $8,3 \text{ кдж}/(\text{моль} \cdot \text{град})$.

Поскольку $c_p > c_v$, то отношение изобарной теплоемкости к изохорной

$$\frac{c_p}{c_v} = k \quad (4-19)$$

всегда больше единицы. Величину k называют *показателем адиабаты* (для идеального газа) и широко используют в термодинамике.

Для идеальных газов коэффициент k является величиной постоянной, зависящей только от природы газа. На основании общих данных кинетической теории газов коэффициент k равен:

Газ	k
Одноатомный	1,67
Двухатомный	1,40
Трехатомный	1,33

Из равенств (4-15) и (4-19) можно определить значения c_p и c_v через показатель адиабаты:

$$\left. \begin{aligned} c_v &= \frac{1}{k-1} R, \\ c_p &= \frac{k}{k-1} R. \end{aligned} \right\} \quad (4-20)$$

§ 1. Круговой процесс теплового двигателя

Известно, что состояние тела, характеризуемое давлением и объемом, на pV -диаграмме изображается точкой. Изменение состояния тела на такой диаграмме изображается *кривой термодинамического процесса* (изотермой, изобарой и т. д.). *Последовательный ряд таких процессов*, во время которых тело, испытав ряд изменений, возвращается в первоначальное состояние, называют *круговым процессом*, или *циклом*.

В основе работы современных тепловых двигателей лежат идеальные круговые процессы преобразования тепла в механическую работу, т. е. *идеальные циклы*. Изучение идеальных циклов необходимо для оценки совершенства действительных тепловых процессов, происходящих в реальных двигателях. В идеальных циклах процессы протекают обратимо. В них отсутствуют потери, связанные с наличием трения и отсутствием идеальных теплоизоляторов.

Процесс подвода тепла в идеальных циклах рассматривается без изменения химического состава рабочего тела. В реальных циклах подвод тепла осуществляется в процессе сгорания топлива. При этом в двигателях внутреннего сгорания рабочим телом являются продукты сгорания топлива, а в паровой турбине — пар высокого давления.

Процесс отвода тепла в идеальных циклах рассматривается как отдача его холодильнику. В реальных же циклах отвод тепла осуществляется выпуском отработавшего газа или пара.

Процессы адиабатного* сжатия и расширения в идеальных циклах протекают без теплообмена между рабочим телом и внешней средой.

Процессы же расширения и сжатия в реальных циклах протекают с теплообменом и не могут полностью соответствовать адиабатным.

Рассмотрим круговой обратимый процесс, изображенный на рис. 5-1. Допустим, что под действием подведенного тепла Q_1 состояние тела изменилось по линии AmB . При этом совершена положительная работа L_1 , численно равная площади $AmBbaA$. Под воздействием внешних сил тело из точки B возвращается в свое первоначальное состояние (в точку A) по линии BnA . В точке A цикл замыкается. На сжатие тела затрачена отрицательная работа L_2 внешних сил, численно равная площади $AnBbaA$. Линия кругового процесса на pV -диаграмме представляет собой замкнутый контур

* Греч. *αδιαβατος* — непреходимый. Подробней будет изложено в § 5 гл. VI.

$AmBnA$, площадь которого равна разности площадей $AmBba$ и $AnBbaA$.

Для получения полезной работы нужно, чтобы работа расширения была больше работы сжатия. Полезная работа равна разности работ расширения и сжатия

$$L = L_1 - L_2.$$

Очевидно, что чем ниже располагается линия сжатия BnA по отношению к линии расширения AmB , тем больше полезная работа L .

Рассмотренный круговой цикл, направление которого совпадает с направлением часовой стрелки, называют *прямым*. Он является общим для всех тепловых двигателей.

Направление *обратного* кругового цикла (не следует смешивать с обратимым) противоположно направлению часовой стрелки. По обратным циклам работают холодильные машины.

Термический к. п. д. цикла. Для непрерывной работы двигателя, превращающего тепло в механическую работу, необходимо иметь источник тепла, сообщающий телу тепло Q_1 , и холодильник, получающий от тела тепло Q_2 . Тогда тепло $Q =$

$Q_1 - Q_2$ будет преобразовано в механическую работу L . При этом нужно стремиться, чтобы в работу была превращена возможно большая часть тепла.

По первому закону термодинамики

$$Q_1 - Q_2 = \Delta U + L,$$

но приращение внутренней энергии ΔU в круговом процессе равно нулю, так как тело возвращается в свое первоначальное состояние. Поэтому

$$Q_1 - Q_2 = L.$$

Отношение тепла, превращенного в работу L , к теплу Q_1 , затраченному для совершения кругового цикла, называют *термическим коэффициентом полезного действия* η_t , или *термическим к. п. д.*:

$$\eta_t = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}, \quad (5-1)$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (5-2)$$

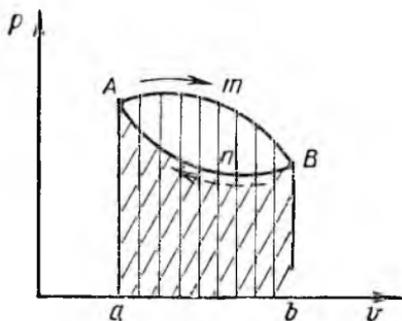


Рис. 5-1. Круговой процесс на p - v -диаграмме

Термический к. п. д. цикла служит оценкой степени использования тепла в круговом процессе. Чем больше его величина, тем большая часть тепла, сообщенного рабочему телу, превращается в полезную работу и тем совершеннее круговой процесс.

Если бы была возможность получить замкнутый цикл по кривой $AmBba$ (см. рис. 5-1), то при таком цикле количество тепла Q_2 было бы равно нулю, и термический к. п. д. равнялся бы единице. Однако совершить такой цикл невозможно, так как процесс по линии ba должен был бы протекать при температуре, равной абсолютному нулю (-273°C), что практически в двигателях осуществить невозможно*.

Очевидно, что всегда

$$\eta_t < 1.$$

Из всех идеальных циклов самым совершенным является цикл Карно, предложенный в 1824 г. французским ученым Сади Карно и названный его именем.

Цикл Карно. Цикл Карно обратим. Он состоит из четырех процессов: двух изотермических и двух адиабатных.

Пусть система (идеальный газ) помещена в цилиндр, стенки и поршень которого абсолютно теплоизолированы. Дно цилиндра в зависимости от процесса либо термически изолируется от внешней среды, либо попеременно сообщается с источником тепла, имеющим температуру T_1 , то с холодильником, имеющим температуру T_2 , причем $T_1 > T_2$.

На рис. 5-2 графически изображен цикл Карно. Начальное состояние системы определяется точкой a с параметрами p_1, v_1, T_1 . Рассмотрим все четыре процесса, образующие цикл Карно.

Первый процесс — изотермическое расширение. Дно цилиндра находится в термическом контакте с источником тепла. Система получает тепло q_1 и изотермически расширяется по линии ab , совершая при этом работу вследствие подведенного извне тепла. В точке b источник тепла убирается от цилиндра, и система термически изолируется (дно цилиндра перекрывается идеальным теплоизолирующим материалом).

Второй процесс — адиабатное расширение. Газ расширяется по линии bc без теплообмена с внешней средой, поршень медленно

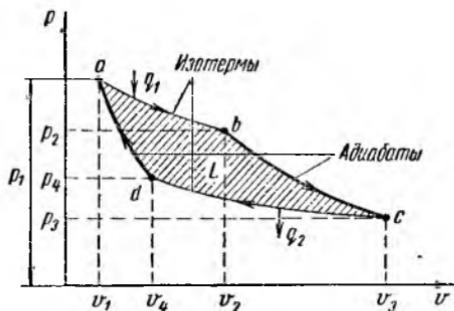


Рис. 5-2. Цикл Карно на p - v -диаграмме

* Достижение абсолютного нуля температуры невозможно даже теоретически, как это следует из третьего закона термодинамики, который в данном курсе не рассматривается.

перемещается и газ совершает работу за счет своей внутренней энергии. При этом температура и давление падают. Движение поршня прекращается в точке c , когда температура системы достигнет температуры холодильника T_2 . После этого цилиндр приводится в термический контакт с холодильником и начинается третий процесс.

Третий процесс — изотермическое сжатие. Поршень возвращается обратно в первоначальное положение настолько медленно, что газ остается при температуре холодильника. При этом над газом совершается работа внешними силами. Объем его уменьшается, температура остается постоянной, а давление возрастает. В точке d система термически изолируется.

Четвертый процесс — адиабатное сжатие. Сжатие газа внешними силами продолжается, но без теплообмена. Объем его уменьшается, а температура и давление повышаются. Когда температура достигнет температуры источника тепла T_1 , процесс сжатия прекращается, и цикл Карно замыкается.

Таким образом, на p - v -диаграмме цикл Карно изображается замкнутой кривой $abcd$. При этом совершается работа L , численно равная площади, ограниченной этой кривой

Термический к. п. д. цикла Карно определяется по формуле*

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (5-3)$$

Из формулы (5-3) видно, что:

1) *термический к. п. д. цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела*, а определяется только значениями абсолютных температур T_1 и T_2 (*теорема Карно*);

2) *значение термического к. п. д. цикла Карно возрастает с увеличением T_1 и уменьшением T_2* ;

3) *термический к. п. д. цикла Карно всегда меньше единицы*, так как равным единице он мог бы быть или при $T_2 = 0$ или при $T_1 = \infty$, что совершенно недостижимо даже в идеальном цикле.

Цикл Карно служит эталоном, к которому необходимо стремиться при создании реальных машин.

Для повышения термического к. п. д. цикла Карно η_t необходимо по возможности увеличивать перепад температур между источником и холодильником. В реальных условиях это осуществляется повышением температуры рабочего тела в начале процесса и понижением ее в конце, т. е. при максимальном использовании тепла.

Реальный тепловой двигатель тем совершеннее, чем ближе значение его к. п. д. к к. п. д. цикла Карно, протекающего в тех же температурных границах.

* Вывод опускается, ввиду его сложности.

§ 2. Сущность второго закона термодинамики

Сади Карно в 1824 г., изучая работу паровой машины, установил, что только при наличии температурного перепада тепло может быть использовано для получения механической работы.

Термин «использовано» вместо «преобразовано» не случаен. В период жизни Карно первый закон термодинамики еще не был установлен, и физики того времени считали, что пар, совершив работу и снизив при этом температуру, содержит то же количество тепла, которое было в нем в начале процесса.

С развитием понятия тепла как вида энергии был установлен первый закон термодинамики, показывающий связь между теплом и механической работой. Первый закон дает возможность судить о мгновенном состоянии тела и вычислять мгновенные параметры, характеризующие это состояние. Однако уравнение состояния идеального газа $pV = RT$ и знание первого закона термодинамики не позволяет судить о протекании процесса и об отношении превращенного в работу тепла ко всему участвующему в процессе теплу.

Второй закон термодинамики изучает условия, при которых происходят преобразования одного вида энергии в другой. Он устанавливает определенные количественные соотношения для процессов самопроизвольного распространения тепла в физических телах.

Второй закон термодинамики имеет много формулировок, но его сущность сводится к следующим трем.

I. Для превращения тепла в механическую работу необходимо иметь источник тепла и холодильник с температурой ниже температуры источника, т. е. необходим температурный перепад.

II. Все тепло, подведенное к двигателю, не может быть полностью превращено в работу. Часть этого тепла переходит к внешним телам, имеющим более низкую температуру.

III. Тепло не может само собой переходить от менее нагретого тела к более нагретому без затраты внешней работы.

Первые две формулировки относятся к двигателям, в которых тепло превращается в работу.

Так, например, в паросиловой установке горячим источником являются продукты сгорания топлива, отдающие тепло рабочему телу (воде). Полученный в паровом котле пар поступает на рабочие лопатки турбины. Здесь он, расширяясь, производит работу и охлаждается. Отработавший пар направляется в конденсатор, где он отдает оставшееся в нем тепло охлаждающей воде (холодильнику). В двигателях внутреннего сгорания тепло сжигаемого топлива сообщается продуктам сгорания (рабочему телу). Отработавший газ при более низкой температуре отводится в атмосферу.

Последняя формулировка имеет непосредственное отношение к холодильным установкам. Чтобы иметь внутри холодильника температуру ниже температуры окружающей среды, необходимо затратить определенное количество энергии.

§ 3. Понятие об энтропии газа

Для удобства термодинамических расчетов вводится новый параметр состояния рабочего тела — *энтропия**, которая выражается через другие термодинамические параметры и выводится с помощью первого закона термодинамики.

Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики (4-12)

$$dq = c_v dT + p dv.$$

Разделив обе части этого уравнения на T , получим

$$\frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv, \quad (a)$$

а так как из уравнения Клапейрона $pv = RT$ следует, что

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v}, \quad (б)$$

то, подставив в равенство (а) значение $\frac{p}{T}$ из равенства (б), получим

$$\frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}.$$

Правая часть этого уравнения представляет собой полный дифференциал некоторой функции переменных T и v . Обозначив эту функцию через s , запишем

$$ds = \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v}. \quad (5-4)$$

Другими словами, величина $\frac{dq}{T}$ есть полный дифференциал ds функции s , определяемый состоянием газа (температурой и удельным объемом). Эту величину называют *энтропией*.

Уравнение (5-4) дает приращение энтропии при бесконечно малом изменении состояния газа. Проинтегрировав это уравнение, получим изменение энтропии для конечного изменения состояния 1 кг газа

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \text{дж/(кг} \cdot \text{град)}. \quad (5-5)$$

Из уравнения (5-5) видно, что энтропия имеет размерность теплоемкости. Отсутствие приборов для измерения энтропии долгое время задерживало ее применение в решении технических задач. Про-

* Греч. $\epsilon\nu$ и $\tau\rho\lambda\eta$ — превращение.

стота и удобство применения энтропии в качестве параметра привели к широкому использованию ее в теплотехнических расчетах.

Одним из важных вопросов теплотехники является подсчет тепла, подведенного к двигателю и отведенного от него. По степени использования тепла судят о работе двигателя и о его экономичности. Этот вопрос легко разрешается графическим изображением термодинамического процесса в системе координат, где по оси абсцисс откладывают значения энтропии, а по оси ординат — значения температуры. Так же, как и на p - v -диаграмме, состояние тела в каждый момент времени на T - s -диаграмме изображается точкой, процесс — линией. Тепло процесса на T - s -диаграмме определяется площадью под линией процесса.

Действительно, если линия 1-2 на T - s -диаграмме (рис. 5-3) изображает произвольный процесс, то элементарное количество тепла процесса dq , равное Tds , численно будет равно площадке, имеющей высоту T и основание ds . Все тепло процесса численно будет равно пл. 1 2 3 4 1 под кривой процесса, так как

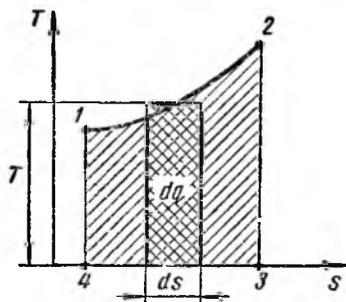


Рис. 5-3. Произвольный процесс на T - s -диаграмме

$$\text{пл. } F_{12341} = \int_{s_1}^{s_2} T ds = q.$$

Если p - v -диаграмма дает возможность графически определить величину полученной (или затраченной) работы, то тепловая (энтропийная) T - s -диаграмма позволяет судить о степени использования тепла.

Цикл Карно на T - s -диаграмме. На рис. 5-4 изображен цикл Карно на T - s - и p - v -диаграммах. Как известно, цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат. На T - s -диаграмме (рис. 5-4, а) он изображается в виде прямоугольника 1 2 3 4 1.

Цикл протекает в пределах температур T_1 и T_2 .

Линия процесса 1-2 — изотермическое расширение газа, при котором ему сообщается тепло. Процесс протекает при постоянной температуре с возрастанием энтропии.

Линия 2-3 — адиабатное расширение при $s = \text{const}$. Процесс протекает без подвода и отвода тепла с понижением температуры до T_2 .

Линия 3-4 — изотермическое сжатие газа с отводом тепла и уменьшением энтропии.

Линия 4-1 — адиабатное сжатие при $s = \text{const}$ с повышением температуры до T_1 .

Пл. 12341 (рис. 5-4, а) численно равна количеству тепла, преобразованного в полезную работу цикла Карно, равную пл. 12341 на $p\bar{v}$ -диаграмме (рис. 5-4, б).

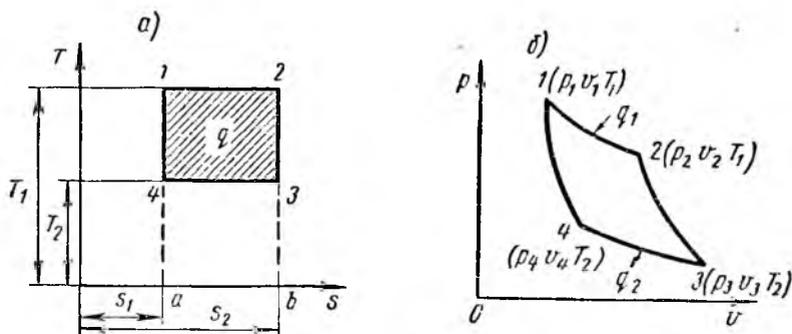


Рис. 5-4. Цикл Карно:
— на Ts -диаграмме; б — на $p\bar{v}$ -диаграмме

Пример 5-1. В произвольном цикле телу сообщено 2500 дж тепла и при этом получено 780 дж полезной работы. Определить термический к. п. д. цикла

$$\eta_c = \frac{L}{Q_1} = \frac{780}{2500} = 0,312.$$

Следовательно, в полезную работу превращено 31,2% тепла, подведенного к рабочему телу. Остальное тепло — 68,8% отдано холодильнику.

Глава VI

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Как известно, при изменении состояния газа меняются его параметры в зависимости от различных условий. *Изменение условий зависит от подвода к газу или отвода от него тепла и от механических воздействий на газ.*

Если в цилиндре, отделенном от внешней среды поршнем, нагревать или охлаждать газ, то в общем случае с изменением температуры изменяются его давление и объем, так как все эти три параметра связаны между собой уравнением состояния газа $p\bar{v} = RT$.

Однако бывают такие термодинамические процессы, при которых остается неизменной одна из трех величин, характеризующих состояние рабочего тела, или некоторый комплекс величин.

Таковыми процессами являются: изохорный ($\bar{v} = \text{const}$), изобарный ($p = \text{const}$), изотермический ($T = \text{const}$), адиабатный ($S = \text{const}$) и политропный ($p\bar{v}^n = \text{const}$).

§ 1. Изохорный процесс

Уравнение процесса. При изменении состояния газа по изохоре его объем остается постоянным. Уравнение процесса имеет вид

$$v = \text{const.}$$

Соотношение параметров. Для процесса, представленного на рис. 6-1, напишем уравнения состояния газа в точках 1 и 2:

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

$$p_2 v_1 = RT_2.$$

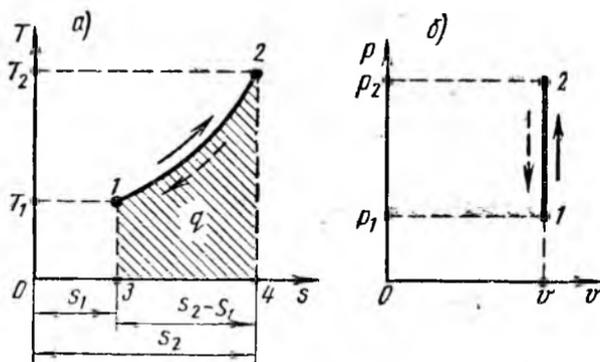


Рис. 6-1. Изохорный процесс изменения состояния газа:
а — на Ts -диаграмме; б — на pv -диаграмме

Разделив первое уравнение на второе, получим уже известный нам закон Шарля

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

т. е. при изохорном процессе изменение абсолютных давлений прямо пропорционально изменению абсолютных температур.

Если от системы отвести тепло (см. пунктирную стрелку на рис. 6-1), то температура и давление газа понизятся.

Тепло процесса. Вернемся к уравнению (4-12) и применительно к изохорному процессу обозначим подведенное тепло через dq_v :

$$dq_v = c_v dT + p dv, \quad (6-1a)$$

но при $v = \text{const}$, $dv = 0$ и $p dv = 0$.

Поэтому рассматриваемое уравнение примет вид

$$dq_v = c_v dT.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$q_v = c_v (T_2 - T_1) \text{ дж/кг.}$$

Если $T_2 > T_1$, то q_v является положительной величиной. Это означает, что тепло к системе подводится. Если же $T_2 < T_1$, то q_v отрицательно, т. е. тепло от системы отводится.

Количество подведенного (или отведенного) тепла графически определяется площадью (см. рис. 6-1, а), ограниченной линией процесса 1-2, крайними ординатами и отрезком оси абсцисс, равным $s_2 - s_1$.

Изменение энтропии. По формуле (5-5) изменение энтропии в процессе по линии 1-2 (рис. 6-1, а) будет равно

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1},$$

но так как в изохорном процессе $v_2 = v_1$, то $R \ln \frac{v_2}{v_1} = 0$. Тогда изменение энтропии в изохорном процессе будет

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \text{ дж/(кг} \cdot \text{град),}$$

где c_v — среднее значение изохорной теплоемкости в интервале температур от T_2 до T_1 .

Работа процесса. Воспользуемся основным уравнением термодинамики (3-13) и обозначим соответственно dq через dq_v :

$$dq_v = du + pdv,$$

но при $v = \text{const}$, $dv = 0$ и $pdv = 0$.

Следовательно,

$$dq_v = du,$$

т. е. при изохорном процессе газ не совершает работы (см. рис. 6-1, б), а все подведенное к системе тепло затрачивается только на увеличение его внутренней энергии.

§ 2. Изобарный процесс

Уравнение процесса. При изобарном изменении состояния газа давление его остается постоянным. Уравнение процесса имеет вид

$$p = \text{const.}$$

Соотношение параметров. Для процесса, протекающего по кривой 1-2, напишем уравнения состояния газа для начальной и конечной точек (рис. 6-2):

$$\rho_1 v_1 = RT_1,$$

$$\rho_1 v_2 = RT_2.$$

Разделив первое уравнение на второе, получим закон Гей-Люссака, определяющий искомое соотношение параметров

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

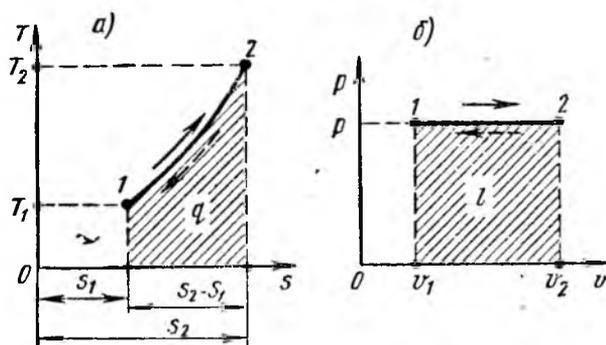


Рис. 6-2. Изобарный процесс изменения состояния газа:
а — на Ts -диаграмме; б — на p - v -диаграмме

Если от системы отвести некоторое количество тепла, то газ при постоянном давлении (от точки 2 к точке 1, рис. 6-2) по закону Гей-Люссака уменьшит свой объем и температуру.

Теплота процесса. Количество подведенного тепла при изобарном процессе можно выразить через теплоемкость

$$q_p = c_p (T_2 - T_1),$$

где c_p — среднее значение изобарной теплоемкости в интервале температур T_2 и T_1 .

На Ts -диаграмме (рис. 6-2, а) количество подведенного (или отведенного) тепла определяется площадью, ограниченной кривой процесса 1-2, крайними ординатами и отрезком оси абсцисс, равным величине $s_2 - s_1$.

Можно также подведенное количество тепла выразить через приращение энтальпии (3-15)

$$dq_p = di - vdp,$$

но $p = \text{const}$, следовательно, $dp = 0$ и соответственно $vdp = 0$. Таким образом,

$$dq_p = di$$

или

$$q_p = i_2 - i_1, \quad (6-16)$$

т. е. количество подведенного тепла равно приращению энтальпии.

Изменение энтропии. Если в формуле (5-5) использовать соотношение параметров изобарного процесса (а), то изменение энтропии примет вид

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2}{T_1} = (c_v + R) \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Так как по уравнению Майера (4-15) $c_v + R = c_p$, то окончательно получим

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \text{ дж}/(\text{кг} \cdot \text{град}). \quad (6-1в)$$

Работа процесса. Работа расширения (или сжатия) при изобарном процессе определяется величиной площади (рис.6-2, б) $12v_2v_1$ и вычисляется по формуле (3-8)

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

Работу газа можно также определить, пользуясь уравнениями состояния газа в начале и конце процесса:

$$p_1 v_1 = RT_1, \quad (а)$$

$$p_2 v_2 = RT_2, \quad (б)$$

но

$$p_1 = p_2 = p = \text{const}.$$

Вычтя из уравнения (б) уравнение (а), получим

$$p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1),$$

или

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

Положив повышение температуры

$$T_2 - T_1 = 1 \text{ град},$$

получим

$$l = R \text{ дж}/\text{кг}.$$

При изобарном процессе большая часть подведенного тепла расходуется на повышение внутренней энергии, а меньшая — на совершение внешней механической работы.

На практике такой процесс встречается в паровых машинах, дизелях и топках котлов.

§ 3. Совместное расположение изохоры и изобары на Ts -диаграмме

Рассмотрим термодинамический процесс, протекающий в разных условиях с m кг идеального газа.

На рис. 6-3 представлена Ts -диаграмма изохорного и изобарного процессов.

Точка 1 имеет параметры s_1 и T_1 . Подведем к системе тепло и закончим процесс при температуре T_2 . При этом энтропия изменится для изохорного процесса от s_1 до s_2' , а для изобарного от s_1 до s_2'' .

Так как $c_p > c_v$, то изохора пойдет круче изобары. Поэтому изменение энтропии при изобарном процессе больше, чем при изохорном

$$(s_{2''} - s_1)_p > (s_{2'} - s_1)_v.$$

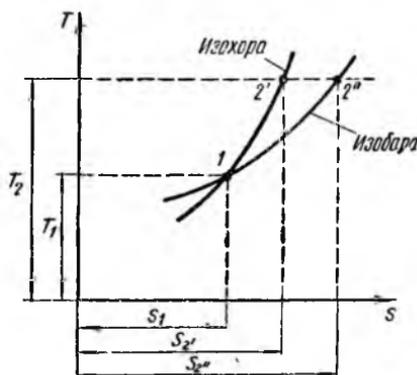


Рис. 6-3. Совместное расположение изохоры и изобары на Ts -диаграмме

§ 4. Изотермический процесс

Уравнение процесса. При изотермическом изменении состояния газа уравнение процесса имеет вид

$$T = \text{const.}$$

Соотношение параметров. Для изотермического процесса, протекающего по кривой 1-2 (рис. 6-4), напишем уравнения состояния газа для точек 1 и 2:

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

$$p_2 v_2 = RT_1.$$

Поделив одно на другое, получим уже известный нам закон Бойля—Мариотта

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}.$$

Теплота процесса. Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики (4-12)

$$dq_T = c_v dT + p dv,$$

но $T = \text{const}$, следовательно, $dT = 0$ и $c_v dT = 0$. Поэтому

$$dq_T = p dv, \quad (\text{а})$$

т. е. все подведенное тепло при изотермическом процессе расходуется на совершение внешней механической работы.

Количество подведенного (или отведенного) тепла определяется площадью (см. рис. 6-4, а), ограниченной кривой процесса 1-2, крайними ординатами и отрезком оси абсцисс, равным величине $s_2 - s_1$.

Изменение энтропии. В изотермическом процессе 1-2 изменение энтропии можно вычислить по формуле (5-5), если в ней положить $T_1 = T_2$:

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} \text{ дж/кг.} \quad (6)$$

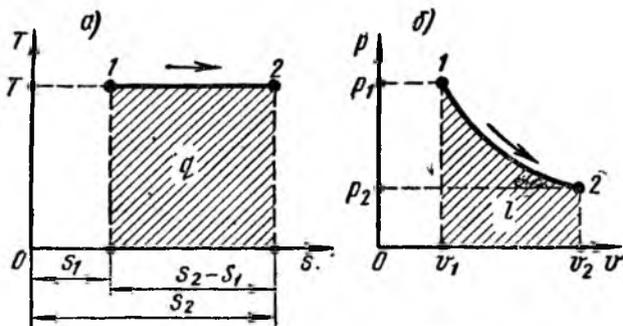


Рис. 6-4. Изотермический процесс изменения состояния газа:
а — на Ts -диаграмме; б — на pv -диаграмме

Работа процесса. Работу расширения при любом процессе можно подсчитать по формуле

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Подставляя значения p из формулы (1-2) в подынтегральное выражение и учитывая, что при изотермическом процессе RT можно вынести из-под знака интеграла, получим

$$l = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT (\ln v_2 - \ln v_1),$$

или

$$l = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (6-2)$$

Пользуясь зависимостью $\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}$, это уравнение можно представить в другом виде

$$l = RT \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (6-3)$$

Учитывая уравнение состояния газа $p_1 v_1 = RT = p_2 v_2$, работу можно выразить еще следующим образом:

$$l = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (6-4)$$

Для того чтобы показать применение энтропии в термодинамических расчетах, выразим работу изотермического расширения через энтропию.

Так как по равенству (5-4) $dq = Tds$, то, интегрируя уравнение (а) от начального до конечного состояния, получим

$$\int_{s_1}^{s_2} T ds = \int_{v_1}^{v_2} p dv = l.$$

Поскольку рассматриваемый процесс изотермический, то T можно вынести из-под знака интеграла

$$l = T \int_{s_1}^{s_2} ds = T (s_2 - s_1).$$

Итак, работа при изотермическом расширении (или сжатии) равна произведению температуры процесса на изменение энтропии.

§ 5. Адиабатный процесс

До сих пор были рассмотрены процессы изменения состояния газа обязательно с подводом к нему или с отводом от него тепла.

При адиабатном изменении состояния газа допускают, что к нему не подводят и от него не отводят тепло. Процессы же расширения и сжатия газа протекают только вследствие изменения его внутренней энергии.

В реальных условиях получить адиабатный процесс нельзя, так как реальные процессы не являются абсолютно равновесными, и кроме того, отсутствуют идеальные теплоизоляторы. Однако все* быстротекущие процессы можно условно считать адиабатными, так как за малые отрезки времени, в течение которых протекает процесс, теплообмен между рабочим телом и средой незначителен.

Реальными адиабатными процессами можно считать процессы в быстроходных двигателях внутреннего сгорания, истечение газов с большими скоростями и другие процессы.

Уравнение процесса. Так как тепло не подводится к системе и не отводится от нее, то $dq = 0$, а следовательно, $ds = \frac{dq}{T} = 0$. Поэтому энтропия системы остается постоянной и уравнение процесса имеет вид

$$s = \text{const.}$$

* Если их скорость меньше скорости звука (см. сноску, стр. 30).

Соотношение параметров. В отличие от только что рассмотренных трех процессов в адиабатном процессе все три параметра, входящие в уравнение Клапейрона, переменны.

Пусть в рабочем пространстве цилиндра (рис. 6-5) находится 1 кг газа. Допустим, что стенки, дно и поршень цилиндра абсолютно нетеплопроводны, поэтому теплообмен между системой и внешней средой отсутствует.

Состояние газа в точке 1 определяется параметрами p_1 , v_1 , T_1 .

Внешняя сила P , приложенная к штоку поршня, равна внутренней силе R , с которой газ давит на внутреннюю поверхность пор-

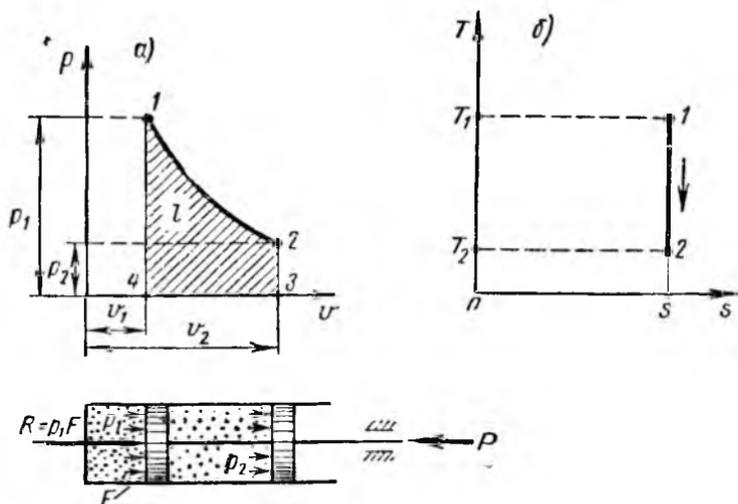


Рис. 6-5. Адиабатный процесс изменения состояния газа:
а — на p - v -диаграмме; б — на T - s -диаграмме

шня. Система, таким образом, находится в равновесии. При увеличении или уменьшении силы P газ будет соответственно расширяться или сжиматься, изменяя при этом свои параметры.

Допустим, что сила P уменьшилась. Газ адиабатно расширился, объем его при этом увеличился, давление и температура понизились. В точке 2 состояние газа определяется параметрами p_2 , v_2 , T_2 .

Найдем соотношение параметров во время адиабатного изменения состояния газа. Для этого напишем основное уравнение термодинамики, выраженное через теплоемкость по формуле (4-12),

$$dq = c_v dT + p dv,$$

по $dq = 0$, следовательно,

$$c_v dT + p dv = 0. \quad (a)$$

Продифференцировав уравнение Клапейрона (1-2), получим

$$p dv + v dp = R dT.$$

Решим полученное выражение относительно dT :

$$dT = \frac{p dv + v dp}{R}.$$

Подставив значение dT в уравнение (а), получим

$$\frac{c_v}{R} (p dv + v dp) + p dv = 0.$$

Разделим полученное равенство на $\frac{c_v}{R}$ и вынесем за скобки $p dv$

$$\left(1 + \frac{R}{c_v}\right) p dv + v dp = 0. \quad (6-5)$$

Подставим значение газовой постоянной R из равенства (4-16) в равенство (6-5) и сделаем необходимые преобразования

$$\frac{c_p}{c_v} p dv + v dp = 0. \quad (6-6)$$

С учетом равенства (4-19) будем иметь

$$k p dv + v dp = 0.$$

Разделив оба слагаемых на $p v$, получим

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0.$$

Проинтегрировав, получим уравнение, связывающее параметры газа при адиабатном процессе:

$$p v^k = \text{const}. \quad (6-7)$$

Уравнение (6-7) называют *уравнением адиабатного процесса*. Кривую уравнения (см. линии 1-2 на рис. 6-5) называют *адиабатой*.

Для адиабатного процесса (см. рис. 6-5) уравнение (6-7) можно написать в следующем виде:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k. \quad (6-8)$$

Так как из уравнения Клапейрона

$$p_1 = \frac{RT_1}{v_1} \quad \text{и} \quad p_2 = \frac{RT_2}{v_2},$$

то, подставив в равенство (6-8) значения p_1 и p_2 , получим

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}. \quad (6-9)$$

Из уравнения (6-8) и (6-9) можно получить еще одно выражение

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (6-10)$$

Уравнения (6-8), (6-9) и (6-10) являются уравнениями, связывающими параметры состояния газа в адиабатном процессе.

Т е п л о т а п р о ц е с с а. Адиабатный процесс протекает без подвода и отвода тепла, т. е. при $dq = 0$.

Применительно к адиабатному процессу уравнение первого закона (3-13) будет иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} du + pdv &= 0, \\ du &= -pdv. \end{aligned} \right\} \quad (6-11)$$

Из уравнения (6-11) видно, что при адиабатном изменении состояния газа работа внешних сил равна изменению внутренней энергии газа. Другими словами, при адиабатном расширении производимая газом работа осуществляется вследствие уменьшения его внутренней энергии (давление и температура понижаются). При адиабатном сжатии затраченная внешняя работа идет на увеличение внутренней энергии газа (давление и температура повышаются).

Р а б о т а п р о ц е с с а. Графически величина работы адиабатного процесса определяется пл. $1\ 2\ 3\ 4\ 1$ (см. рис. 6-5, а).

Формулу (4-12) при $dq = 0$ можно записать в виде

$$c_v dT = -pdv.$$

Интегрируя последнее уравнение от начального до конечного состояния, получим

$$\int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1) = - \int_{v_1}^{v_2} pdv = -l.$$

Таким образом, имеем выражение для работы при адиабатном процессе

$$l = u_1 - u_2 = c_v (T_1 - T_2) \text{ дж/кг.} \quad (6-12)$$

Так как $c_v = R/(k-1)$, то

$$l = \frac{R}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (6-13)$$

И, наконец, учитывая уравнение Клапейрона, получим еще одно выражение для работы l

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (6-14)$$

§ 6. Совместное расположение изотермы и адиабаты на p - v - и T - s -диаграммах

Пусть в двух цилиндрах одинакового размера находится по 1 кг газа одного состава. Системы находятся в равновесии. Их состояние характеризуется точкой A (рис. 6-6). Дадим возможность одной системе расширяться по изотерме, а другой — по адиабате.

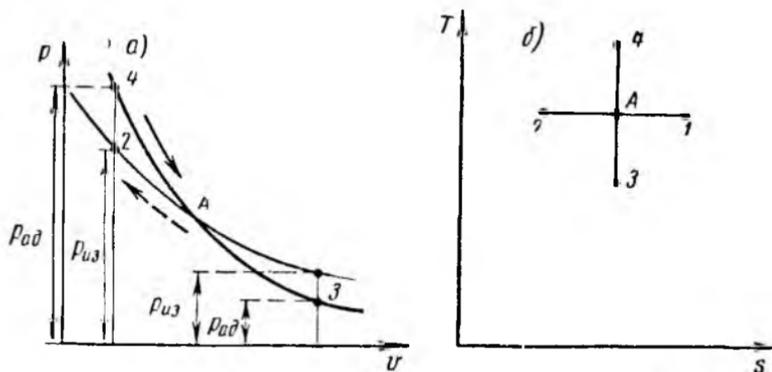


Рис. 6-6. Совместное расположение изотермы и адиабаты: a — на p - v -диаграмме; b — на T - s -диаграмме

На p - v -диаграмме (рис. 6-6, a) видно, что при адиабатном расширении давление газа падает быстрее (линия $A-3$), чем при изотермическом (линия $A-1$). Это объясняется тем, что адиабатный процесс протекает без подвода тепла, расширение газа происходит исключительно вследствие падения его внутренней энергии. При этом температура газа понижается. При изотермическом процессе расширение газа происходит как за счет падения его внутренней энергии, так и за счет подведенного тепла. Температура газа (по условию изотермического процесса) остается постоянной. А так как температура газа связана с его давлением, то и давление его падает меньше, чем при адиабатном процессе.

Если от точки A газ сжимать, то адиабата $A-4$ расположится круче изотермы $A-2$. Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии тепло не отводится и температура газа повышается, а следовательно, и давление возрастает быстрее, чем при изотермическом сжатии. Поэтому $p_{ад} > p_{из}$.

На Ts -диаграмме изотерма представляет собой горизонтальную линию (рис. 6-6, б), поскольку изотермический процесс протекает при $T = \text{const}$.

Если газ расширяется, то изотерма от начальной точки A направлена вправо (линия $A-1$), т. е. процесс протекает с увеличением энтропии. При изотермическом сжатии газа процесс протекает с уменьшением энтропии и изотерма направлена от точки A влево (линия $A-2$).

Поскольку адиабатный процесс протекает при $dq = 0$, то и изменение энтропии в этом процессе также равно нулю и

$$s = \text{const}. \quad (6-15)$$

Поэтому на Ts -диаграмме (рис. 6-6, б) адиабата изображается прямой, параллельной оси ординат. При расширении газа адиабата направлена вниз от начальной точки A (линия $A-3$) и процесс протекает с понижением температуры, тогда как при сжатии газа адиабата направлена вверх и процесс протекает с повышением температуры (линия $A-4$).

§ 7. Политропный процесс

У р а в н е н и е п р о ц е с с а . В рассмотренных ранее термодинамических процессах один из параметров состояния газа всегда оставался неизменным ($p = \text{const}$; $v = \text{const}$; $T = \text{const}$; $s = \text{const}$). В действительных же процессах изменение состояния газа происходит при переменных его параметрах. При этом соответственно изменяется вид каждой кривой, изображающей процесс.

Кривые, описывающие такие процессы, называют *политропами*, уравнение которых имеет вид

$$pv^n = \text{const}, \quad (6-16)$$

где n — постоянная для данного процесса величина.

Уравнение (6-16) носит название *уравнения политропного процесса*.

Изменяя значения показателя политропы, можно получить кривые, характеризующие рассмотренные случаи изменения состояния газа.

Так, при $n = 0$ политропный процесс становится изобарным; при $n \rightarrow \infty$ — изохорным; при $n = 1$ — изотермическим, а при $n = k$ — адиабатным.

Если $n > k$ (рис. 6-7), то при расширении политропа пойдет ниже адиабаты, указывая, что расширение протекает с отводом тепла и процесс уже не адиабатный. Если же $n < 1$, то политропа пойдет выше изотермы, а это означает, что тепла системе сообщается больше, чем при изотермном процессе, но меньше, чем при изобарном.

Соотношение параметров. Так как уравнение политропы аналогично уравнению адиабаты, то, заменив соответственно показатель адиабаты k на показатель n , параметры политропы можно связать уравнениями:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n; \quad (6-17)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}; \quad (6-18)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}. \quad (6-19)$$

Теплота процесса. Количество тепла при политропном процессе определяется по формуле

$$dq = c_n dT. \quad (6-20)$$

Удельную теплоемкость c_n при политропном процессе можно определить из общего выражения для теплоемкости (4-10), используя формулы (6-16), (1-2) и (4-20),

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}, \quad (6-21)$$

где n и k — показатели политропы и адиабаты.

Работа процесса. Выражение для работы политропного процесса можно получить из уравнений (6-13) и (6-14), заменив показатель k на n :

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) \text{ дж/кг}, \quad (6-22)$$

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \text{ дж/кг}. \quad (6-23)$$

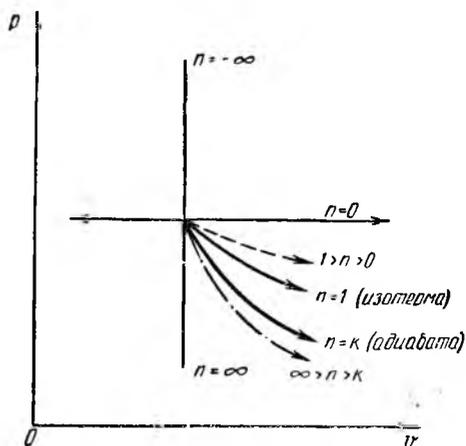


Рис. 6-7. Кривые политропного процесса с различными значениями показателя степени n

Глава VII ВОДЯНОЙ ПАР

Из курса физики известно, что все вещества, в зависимости от физических условий (температуры и давления), могут находиться в твердом, жидком или газообразном состояниях (фазах).

Переход из одного состояния в другое называют *фазовым превращением* или *фазовым переходом*.

Так, например, переход жидкой фазы в газообразную называют парообразованием, а переход газообразной фазы в жидкую* — *конденсацией*.

§ 1. Процесс парообразования

Испарение. *Испарением* называют процесс перехода вещества из жидкого в парообразное состояние. При этом часть молекул вылетает с поверхности жидкости и образует над ней пар. При испарении вылетающие молекулы преодолевают силы притяжения оставшихся на поверхности молекул, т. е. они совершают против этих сил работу. Кроме того, они также совершают работу против внешнего давления пара, образовавшегося над жидкостью. Вся эта работа совершается молекулами за счет их кинетической энергии теплового движения. Очевидно, что не все молекулы способны совершать эту работу. Ее совершают только те, которые обладают достаточно большой кинетической энергией.

Процесс испарения без подвода тепла к жидкости сопровождается ее охлаждением. Это объясняется тем, что в жидкости остается все меньше молекул, обладающих большими скоростями, вследствие чего уменьшается средняя скорость движения оставшихся в ней молекул, и температура жидкости падает.

Если же поддерживать температуру жидкости постоянной, т. е. непрерывно подводить к ней тепло, то число вылетающих молекул будет непрерывно нарастать. Однако в силу хаотичности движения молекул пара одновременно с их переходом из жидкости в газовую фазу происходит обратный процесс — *конденсация*, при которой часть молекул пара снова возвращается в жидкость. Если испарение происходит в закрытом сосуде, то количество пара будет увеличиваться до тех пор, пока не наступит равновесие, т. е. количество жидкости и пара станет постоянным. Это значит, что число частиц, покидающих жидкость в единицу времени, равно числу частиц, возвращающихся за это же время в жидкость. Пар, находящийся в равновесии со своей жидкостью, называется *насыщенным*. При равновесии устанавливается постоянная плотность пара, которая отвечает вполне определенному давлению. Это давление называют *упругостью насыщенного пара*.

Упругость насыщенного пара возрастает с повышением температуры. Чем выше температура, тем большее число молекул жидкости переходит в газообразную фазу и тем выше плотность, а следовательно, и упругость пара, при которой наступает равновесие. Пар, находящийся в соприкосновении с жидкостью и насыщающий про-

* Рассмотрение других фазовых превращений, как, например, переход из твердого в жидкое состояние, в программу данного курса не входит.

странство над ее поверхностью, называют *влажным насыщенным паром*.

Влажный насыщенный пар представляет собой смесь пара и мельчайших капель воды. Вода в этой смеси может находиться в виде или взвешенных частиц (капель), или струйками стекать по его стенкам. Находящаяся в равновесии с паром вода является примером *насыщенной жидкости*. Количество частиц жидкости в паре определяет степень сухости или влажности пара.

Если жидкость подогреть при постоянном давлении, то скорость движения ее молекул по всему объему будет возрастать и интенсивность парообразования будет увеличиваться. При определенной температуре, строго соответствующей давлению, при котором происходит парообразование, процесс испарения переходит в процесс кипения.

К и п е н и е. Кипением называют *интенсивный переход жидкости в пар не только со свободной поверхности, но и во всем объеме, сопровождающийся быстрым образованием и ростом пузырьков пара*.

Температура и давление, при котором происходит кипение, связаны между собой. Их называют *температурой и давлением насыщения* и обозначают соответственно t_n и p_n . Чем выше давление, при котором кипит жидкость, тем соответственно выше ее температура кипения.

Для примера здесь приведены некоторые температуры кипения воды и соответствующие им давления*.

Если увеличить подвод тепла к кипящей жидкости, то парообразование будет протекать интенсивней. Однако температура воды и пара будет все же оставаться постоянной до тех пор, пока последняя капля жидкости не испарится. Пар, не содержащий в своем составе частиц воды, но имеющий температуру и давление насыщения, называют *сухим насыщенным паром*.

Паросодержание насыщенного пара. Количество сухого пара, так же как и количество влаги в процессе парообразования, может изменяться от нуля до единицы.

Если в одном килограмме пара заключается x кг сухого насыщенного пара и $(1 - x)$ кг влаги, то величина x называется *паросодержанием* или степенью сухости пара, а величина $(1 - x)$ — *влажностью* или степенью влажности пара.

Величины x и $(1 - x)$ условно изображены на рис. 7-1. Очевидно, что такое разделение пара и воды может быть произведено

Давление p_n , ат	Температура кипения t_n , °C
0,01	6,698
0,05	32,555
0,10	45,450
1,00	99,090
10,00	179,040
50,00	262,700
100,00	309,530

* Теплотехнический справочник. Т. I, Госэнергоиздат, 1957, стр. 235.

только для наглядности. Фактически же вода и пар при любом паросодержании находятся в перемешанном состоянии.

Величина x является одним из *главных параметров влажного насыщенного пара*, и его состояние не может быть определено, если не известна степень сухости насыщенного пара.

В технических расчетах величины x и $(1 - x)$ выражают в долях единицы, а иногда — в процентах. Так, если влажный насыщенный пар имеет степень сухости $x = 0,85$, то его влагосодержание $(1 - x) = 1 - 0,85 = 0,15$, т. е. пар состоит из 85% сухого пара и 15% воды.

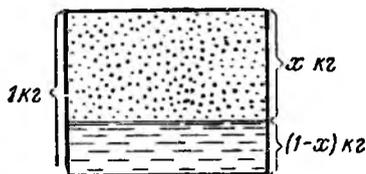


Рис. 7-1. Условная схема разделения влажного насыщенного пара на сухой насыщенный и воду

Состояние насыщенного пара очень неустойчиво. Малейшее изменение условий, в которых он находится, приводит либо к конденсации (т. е. к увеличению количества частиц жидкости за счет уменьшения количества молекул пара), либо к парообразованию (т. е. к увеличению количества молекул пара за счет уменьшения количества частиц жидкости).

Перегретый пар. Если к сухому насыщенному пару подводить тепло при постоянном давлении, то температура его будет повышаться, объем увеличиваться, и сухой насыщенный пар перейдет в состояние перегретого.

Степень перегрева пара Δt определяется разностью температур

$$\Delta t = t - t_n,$$

где t — температура перегретого пара;

t_n — температура насыщенного пара.

Водяной пар получают в паровых котлах различных размеров и типов и широко используют как в качестве рабочего тела в паровых двигателях, так и в качестве теплоносителя в теплообменных аппаратах. Перегрев пара осуществляется в пароперегревателях, куда он поступает из котла во влажном насыщенном состоянии. В пароперегревателях пар сначала подсушивается, т. е. из него полностью удаляется влага, а затем перегревается до заданной температуры.

Чем выше температура перегрева пара, тем ближе он по своим свойствам к газу.

§ 2. Процесс парообразования на p - v -диаграмме

При рассмотрении процесса парообразования на p - v -диаграмме примем следующие обозначения, существующие в теплотехнике: все параметры жидкости при 0°C отмечают индексом «ноль» (v_0 ,

s_0, t_0 и т. д.); параметры при температуре насыщения — одним штрихом (v', s', i' и т. д.); параметры сухого насыщенного пара — двумя штрихами (v'', s'', i'' и т. д.); параметры влажного насыщенного пара индексом x (v_x, s_x, i_x и т. д.), параметры перегретого пара без индекса.

Допустим, что в цилиндре под поршнем (рис. 7-2) находится 1 кг воды, которую нужно превратить в пар. К поршню цилиндра с внешней стороны приложена нагрузка — сила P , обеспечивающая постоянное давление внутри цилиндра.

На диаграмме по оси абсцисс отложены удельный объем воды и образовавшегося пара, а по оси ординат — давление в цилиндре.

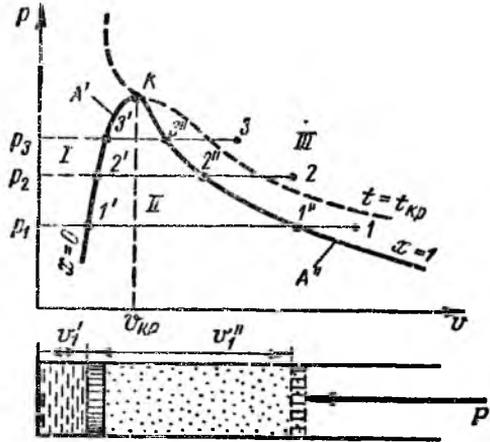


Рис. 7-2. Диаграмма состояния водяного пара на p - v -диаграмме

Следует сделать оговорку, что кривые на диаграмме не соответствуют действительному соотношению объемов воды и пара. Это объясняется тем, что объем воды при невысоких давлениях пренебрежимо мал по сравнению с объемом насыщенного пара того же давления. Таким образом, если построить диаграмму, соблюдая точные пропорции, и отметить объем воды отрезком абсциссы, выраженным в миллиметрах, то объем сухого насыщенного пара пришлось бы отмечать отрезком, выраженным в метрах.

Рассмотрение диаграммы следовало бы начинать с подогрева жидкости от 0°C до температуры кипения. Однако в этом интервале изменение объема воды столь мало, что отсбражение его на диаграмме не существенно. Поэтому рассмотрение процесса парообразования на p - v -диаграмме начнем с момента кипения воды, не рассматривая процесс ее предварительного подогрева.

Итак, начало процесса парообразования характеризуется на диаграмме точкой I' . Это означает, что 1 кг воды при температуре и давлении насыщения (p_1 и t_1) занимает в цилиндре объем v_1' . Практически в цилиндре в этот момент находится однофазная среда, состоящая из воды. При дальнейшем подводе тепла к цилиндру происходит постепенное превращение воды в пар. Процесс парообразования при постоянном давлении протекает по изобаре $I' - I''$. Эта изобара является *одновременно и изотермой*, так как подведенное в это время тепло расходуется не на повышение температуры воды

и пара, а только на преодоление сил притяжения между молекулами и на работу расширения пара. В это время в цилиндре находится двухфазная среда: вода + пар, которую называют *влажным насыщенным паром*.

Образующийся пар, расширяясь, передвигает поршень слева направо, увеличивая свой объем в цилиндре. Чем меньше остается в цилиндре воды, тем больше в нем образуется пара. Пар становится суше и объем его увеличивается.

В точке I'' последняя частица жидкости превращается в пар. Эта точка интересна тем, что она фиксирует момент, когда 1 кг воды в цилиндре превращается в 1 кг сухого насыщенного пара. В цилиндре опять находится однофазная среда — сухой насыщенный пар при температуре и давлении насыщения с параметрами p_1, v_1'', t_1 .

Состояние сухого насыщенного пара неустойчиво. Процесс от точки I'' может идти в направлении перегрева пара или, наоборот, в направлении его конденсации. Если к цилиндру продолжать подвод тепла при постоянном давлении, то процесс превращения сухого насыщенного пара в перегретый пойдет по изобаре $I''-I$, которая уже не будет одновременно изотермой, как это было при парообразовании по линии $I'-I''$, потому что подведенное к сухому насыщенному пару тепло затрачивается на повышение его температуры, т. е. на перегрев пара. Если от сухого насыщенного пара (точка I'') отводить тепло при постоянных давлении и температуре, то 1 кг сухого насыщенного пара, постепенно конденсируясь по линии $I''-I'$, превратится в 1 кг воды (точка I').

Таким образом, процесс, протекающий *слева направо* по линии $I'-I''$, является *процессом парообразования*, а *справа налево* по линии $I''-I'$ — *процессом конденсации*.

Теперь рассмотрим процесс превращения 1 кг воды в пар, но при давлении $p_2 > p_1$. Известно, что с повышением давления повышается и температура кипения. Вода, нагреваясь до температуры кипения $t_2 > t_1$, увеличивает свой объем (за счет собственного расширения при нагревании) до $v_2' > v_1'$. Поэтому точка $2'$, определяющая начало кипения воды (см. рис. 7-2), расположена правее точки $1'$ при соответствующей ординате, отвечающей давлению p_2 .

Дальнейший процесс испарения воды, протекающий по изобаре $2'-2''$, аналогичен только что рассмотренному процессу при давлении p_1 (изобара $1'-1''$). Очевидно, что с повышением давления плотность сухого насыщенного пара увеличивается, а его удельный объем (обратная плотности величина) уменьшается. Поэтому точка $2''$ находится левее точки $1''$.

Если провести процесс испарения 1 кг воды при давлении $p_3 > p_2$, то процесс испарения закончится быстрее, чем при давлении p_2 . Удельный объем сухого насыщенного пара в точке $3''$ будет меньше, чем удельный объем сухого насыщенного пара в точке $2''$.

Таким образом, из диаграммы видно, что с повышением дав-

ления отрезки (изобары $1'-1''$, $2'-2''$, $3'-3''$), лежащие между точками начала кипения воды и полного ее испарения, укорачиваются. При определенной температуре и соответствующем ей давлении разность объемов воды v' и пара v'' станет равной нулю. Точки начала кипения и конца парообразования совпадут в некоторой точке K .

Критическое состояние вещества. Точку K на диаграмме парообразования (см. рис. 7-2) называют *критической точкой*. Она соответствует критическому состоянию вещества и поэтому параметры его состояния в точке K называют *критическими**. В критической точке исчезает различие между жидкостью и ее насыщенным паром. Значения удельных объемов жидкости и пара становятся равными так же, как и становятся равными значения их плотностей.

При температурах критической и выше критической вода ведет себя, как газ: при повышении давления ее объем уменьшается. Это состояние можно в равной мере считать газообразным. Интересно, что при высоком давлении плотность такого газа может презойти плотность жидкости. Таким образом, *вещество, находящееся в критическом состоянии, являясь однофазным, обладает свойствами газообразных и жидких тел одновременно*.

Изотерму, проходящую через критическую точку, называют *критической изотермой* (см. пунктир на рис. 7-2). Условно она делит область перегретого пара на две части. Слева от нее находится перегретый пар, имеющий температуру ниже критической. Его легко можно перевести в жидкость. Для этого при постоянной температуре повышают его давление, и перегретый пар, пройдя двухфазное состояние (вода + насыщенный пар), превращается в жидкость. Справа от критической изотермы находится пар, по своим свойствам приближающийся к идеальному газу. Для того чтобы перевести его в жидкое состояние, сначала снижают его температуру до температуры ниже критической и соответственно снижается давление. Затем изотермически сжимают и переводят в двухфазное состояние (вода + пар), а затем насыщенный пар превращается в воду.

До открытия критического состояния множество попыток сжижения газообразных веществ кончались неудачей. Впервые в жидкое состояние путем охлаждения сжатого газа были переведены газообразные вещества с критической температурой выше температуры окружающей среды, такие, как аммиак, аргон, хлор, углекислота и др.

Опыты по сжижению воздуха еще долго не давали положительного результата. Для проведения процесса сжижения воздух сжимали до очень высоких давлений, температура его даже после дополнительного охлаждения была намного выше критической и сжижения

* В 1861 г. великий русский ученый Д. И. Менделеев определил критическую температуру и назвал ее «температурой абсолютного кипения».

не происходило. Позднее стало известно, что критические температуры газов, входящих в состав воздуха, находятся ниже нуля. Поэтому процесс его сжижения необходимо проводить также при температурах ниже нуля.

Газ	$t_{кр}, ^\circ\text{C}$
Водород (H)	-239,9
Азот (N) . .	-147,1
Кислород O ₂)	-118,8

Здесь приведены критические температуры $t_{кр}$ основных газов, составляющих воздух*.

В настоящее время эти процессы настолько изучены, что, изменяя параметры вещества, переводят жидкость в газ и газ в жидкость, минуя даже переход в двухфазное состояние.

Для водяного пара параметры критического состояния имеют следующие значения**: $t_{кр} = 374,15^\circ\text{C}$; $p_{кр} = 225,65 \text{ ат}$; $v_{кр} = 0,00326 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Пограничные кривые. Если точки начала кипения воды 1', 2', 3' и точку К (см. рис. 7-2) соединить между собой, то получим плавную кривую линию А', называемую *левой, или нижней, пограничной кривой*. Соединяя точно так же точки полного испарения воды 1'', 2'', 3'' и точку К, получим еще одну плавную кривую — линию А'', называемую *правой, или верхней, пограничной кривой*.

Кривая А' является *линией нулевого паросодержания* или *линией жидкости на границе испарения*. Это означает, что при любых значениях p и v' , в любой точке линии А' паросодержание $x = 0$. Кривая А'' является *линией сухого насыщенного пара*. Это — линия, на которой при любых значениях p и v'' паросодержание $x = 1$.

Пограничными эти кривые называют потому, что они являются границами, делящими диаграмму на три следующие области:

I — область жидкости (в данном случае воды), расположенную слева от кривой А';

II — область насыщенного пара — между пограничными кривыми А' и А'';

III — область перегретого пара, находящуюся правее кривой А''.

§ 3. Процесс парообразования на Ts -диаграмме

На рис. 7-3 изображена энтропийная Ts -диаграмма водяного пара. Ее строят, откладывая значения энтропии начала и конца кипения для различных температур. Полученные при построении диаграммы пограничные кривые А' и А'' так же, как и на p - v -диаграмме сходятся в критической точке К и делят диаграмму на те же три области: 1) область жидкости; 2) область влажного насыщенного пара и 3) область перегретого пара.

* Теплотехнический справочник. Госэнергоиздат, 1957, стр. 183.

** Там же, стр. 236.

При рассмотрении процесса парообразования в p - v -диаграмме можно было пренебречь подогревом жидкости от 0°C до температуры кипения, потому что увеличение ее объема в этот период незначительно и такое приближение можно считать справедливым. В T - s -диаграмме по оси абсцисс отложены величины энтропии. На приращение энтропии в период подогрева жидкости затрачивается большое количество тепла, которым пренебречь нельзя, поэтому рассмотрение T - s -диаграммы начнем с определения количества тепла, необходимого для подогрева 1 кг воды от 0°C до температуры насыщения.

Теплота жидкости. На диаграмме (см. рис. 7-3) начало подогрева воды характеризуется точкой a с параметрами $s_0 = 0$ и $t_0 = 0^\circ\text{C}$. За начало отсчета диаграммы обычно принимают состояние воды при $t = 0^\circ\text{C} = 273^\circ\text{K}$. При этом условно допускается, что при 0°C для любого давления $u_0 = 0$, $i_0 = 0$ и $s_0 = 0$. Следует, однако, отметить, что выбор начала координат не играет существенной роли, так как в расчетах обычно пользуются разностями величин i , s и u и начало отсчета, таким образом, исключается.

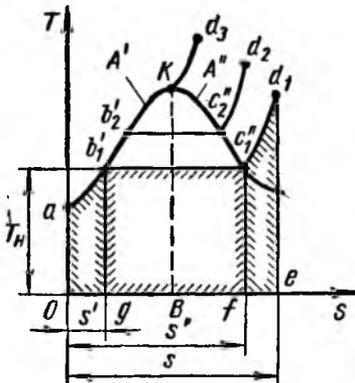


Рис. 7-3. Диаграмма состояния водяного пара на T - s -диаграмме

Процесс подогрева жидкости протекает при постоянном давлении по изобаре ab_1 , которая практически сливается с нижней пограничной кривой. На подогрев воды затрачивается тепло q , численно равное пл. Oab_1gO . Это тепло называют *теплотой жидкости*.

Применительно к теплоте жидкости первый закон термодинамики можно выразить следующим образом:

$$q = p(v' - v_0) + (u' - u_0), \quad (7-1)$$

где $p(v' - v_0)$ — работа расширения 1 кг воды при ее нагревании от 0°C до температуры кипения;

$u' - u_0$ — изменение внутренней энергии 1 кг воды при ее нагревании от 0°C до температуры кипения.

Однако расширение жидкости при ее нагревании от 0°C до температуры кипения столь незначительно, что работу расширения можно считать равной нулю. При этом равенство (7-1) можно переписать

$$q = u' - u_0.$$

Но по условию внутренняя энергия воды при 0°C равна нулю, т. е. $u_0 = 0$. Поэтому

$$q = u'. \quad (7-2)$$

Таким образом, из формулы (7-2) видно, что все тепло, затраченное на подогрев от 0°C до температуры кипения (насыщения), расходуется на увеличение внутренней энергии воды, т. е. на увеличение теплового движения молекул.

Количество тепла q , затраченное на изобарный подогрев жидкости, можно также выразить через разность энтальпий, используя формулу (6-1 б)

$$q = i' - i_0,$$

где i' и i_0 — энтальпии воды при температуре кипения и при 0°C соответственно.

По принятому условию (см. § 2 гл. VII) $i_0 = 0$, поэтому

$$q = i'. \quad (7-3)$$

Сравнивая формулы (7-2) и (7-3), видим, что внутренняя энергия воды при температуре кипения равна ее энтальпии, т. е.

$$u' = i'. \quad (7-4)$$

Нагревание жидкости от 0°C до температуры кипения сопровождается приращением энтропии. Принимая энтропию жидкости при 0°C равной нулю ($s_0 = 0$), а теплоемкость жидкости постоянной и используя равенство (6-1 в), можно определить энтропию воды при температуре кипения по формуле

$$s' = \ln \frac{T_H}{273}.$$

Теплота парообразования. После подогрева воды до температуры кипения ее нужно превратить в сухой насыщенный пар при постоянных температуре и давлении.

Количество тепла, затраченное на превращение 1 кг воды, нагретой до температуры кипения, в 1 кг сухого насыщенного пара, называют *теплотой парообразования* и обозначают r .

На Ts -диаграмме (см. рис. 7-3) теплота парообразования r изображается площадью прямоугольника $gb'c_1'fg$, одна сторона которого измеряется отрезком оси ординат, равным температуре насыщения T_H , а вторая — отрезком оси абсцисс, равным приращению энтропии $s_1 = s'' - s'$, т. е.

$$r = T_H s_1.$$

Теплота парообразования r затрачивается на изменение внутренней энергии и на совершение работы. Поэтому можно записать

$$r = (u'' - u') + p(v'' - v'), \quad (a)$$

где u'' и v'' — внутренняя энергия и удельный объем сухого насыщенного пара;

u' и v' — внутренняя энергия и объем жидкости при той же температуре и том же давлении.

Из последнего уравнения видно, что теплота парообразования состоит из двух частей. Большая часть, равная $u'' - u'$, затрачивается на увеличение внутренней энергии воды и пара. Ее обозначают буквой ρ и называют *внутренней теплотой парообразования*

$$\rho = u'' - u'.$$

Другая часть, равная $p(v'' - v')$, затрачивается на внешнюю работу, производимую паром при его расширении от объема v' до v'' . Эту часть тепла обозначают буквой ψ и называют *внешней теплотой парообразования*

$$\psi = p(v'' - v').$$

Таким образом,

$$r = \rho + \psi.$$

Теплоту парообразования r можно также выразить через разность энтальпий. Для этого в формуле (а) сделаем перегруппировку членов и получим

$$r = (u'' + pv'') - (u' + pv'),$$

или

$$r = i'' - i'. \quad (7-5)$$

Теплота перегрева а. Тепло, подведенное к сухому насыщенному пару при постоянном давлении, затрачивается на повышение его температуры от t_n (температуры насыщения) до заданной температуры перегрева t_n . Эту величину называют *теплотой перегрева пара* и обозначают q_n :

$$q_n = c_{pm}(t_n - t_n),$$

где c_{pm} — средняя изобарная теплоемкость перегретого пара.

Процесс перегрева пара протекает по изобаре $c_1'' d_1$, а количество тепла q_n , затраченное на перегрев, численно равно площади $\int c_1'' d_1 e f$ (см. рис. 7-3).

Теплоту перегрева пара q_n , так же как и теплоту подогрева жидкости q и теплоту парообразования r , можно выразить через разность энтальпий

$$q_n = i - i'',$$

где i и i'' — энтальпии пара перегретого и сухого насыщенного соответственно.

Полная теплота сухого насыщенного пара λ'' складывается из теплоты жидкости q и теплоты парообразования r :

$$\lambda'' = q + r, \quad \text{или} \quad \lambda'' = q + p + \psi.$$

Так как теплота q и теплота p затрачиваются на увеличение внутренней энергии воды и пара, а теплота ψ — на совершение внешней работы $p\psi$, производимой паром при его расширении, то полная теплота сухого насыщенного пара может быть также выражена формулой

$$\lambda'' = u + p\psi. \quad (7-6)$$

Равенство (7-6) представляет собой частный случай первого закона термодинамики.

Полная теплота перегретого пара λ складывается из теплоты жидкости q , теплоты парообразования r и теплоты перегрева пара

$$\lambda = q + r + q_n. \quad (7-7)$$

Исследования процессов парообразования показали, что с повышением давления, а следовательно, и с повышением температуры насыщения теплота жидкости q возрастает, а теплота парообразования r уменьшается.

Из рис. 7-3 видно, что с повышением температуры (и давления) пл. $OabigO$ увеличивается, а пл. $gb_1c_1'fg$ уменьшается. В критической точке она становится равной нулю, т. е. сужаясь, превращается в линию (см. пунктир KB). Полная же теплота сухого насыщенного пара λ'' с повышением давления уменьшается.

§ 4. Определение параметров состояния воды и водяного пара

В о д а. Удельный объем воды при 0°C и любом давлении равен $v_0 \approx 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Так как плотность является величиной, обратной удельному объему, $\rho = \frac{1}{v}$, то плотность воды при 0°C $\rho_0 \approx 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$.

Давление насыщения воды при 0°C $p_0 = 0,006228 \text{ ат}$.

Значения внутренней энергии, энтропии и энтальпии для воды при 0°C для любых давлений, как уже было сказано, условно считают равными нулю ($u_0 = 0$, $i_0 = 0$ и $s_0 = 0$).

Параметры состояния воды при температуре кипения (энтальпию i' , энтропию s' , удельный объем v' и плотность ρ) обычно берут из таблиц водяного пара.

В л а ж н ы й н а с ы щ е н н ы й п а р. Удельный объем влажного насыщенного пара (рис. 7-4) в какой-то промежуточной точке (например, в точке c) можно определить, рассуждая следующим образом. Смесь в точке c состоит из $x \text{ кг}$ сухого пара и $(1 - x) \text{ кг}$

воды. Исходя из этого, объем 1 кг смеси v_x в точке c состоит из объема $v''x$ кг сухого пара и объема $v'(1-x)$ кг воды, т. е.

$$v_x = v''x + v'(1-x). \quad (7-8)$$

Значения удельных объемов воды v' и сухого насыщенного пара v'' приведены в справочных таблицах.

При большом паросодержании и невысоком давлении объем, занимаемый жидкостью $v'(1-x)$, очень мал по сравнению с объемом сухого пара $v''x$. Поэтому обычно им пренебрегают. Для большинства теплотехнических расчетов принимают

$$v_x \approx v''x.$$

Таким образом, удельный объем влажного насыщенного пара приблизительно равен удельному объему сухого насыщенного пара того же давления, умноженному на степень сухости.

Плотность влажного насыщенного пара определяется как величина, обратная его удельному объему

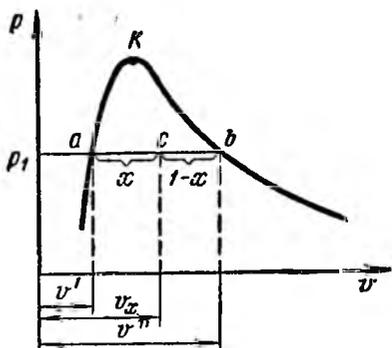


Рис. 7-4. Соотношение количества воды и пара в области насыщения

$$\rho_x = \frac{1}{v_x} \approx \frac{1}{v''x} = \frac{\rho''}{x},$$

т. е. плотность влажного насыщенного пара приблизительно равна плотности сухого насыщенного пара, деленной на степень сухости.

По такой же схеме определяют остальные параметры влажного насыщенного пара (r_x , λ_x , u_x , s_x и i_x).

Ясно, что теплота парообразования, расходуемая на испарение x кг жидкости, рассчитывается по формуле

$$r_x = rx.$$

Теплота влажного насыщенного пара, затраченная на нагревание 1 кг жидкости до температуры кипения и на неполное ее испарение (при котором испаряется x кг), равна

$$\lambda_x = q + rx.$$

Внутренняя энергия влажного насыщенного пара определяется по его энтальпии i_x и удельному объему v_x :

$$u_x = i_x - pv_x,$$

или

$$u_x = q + rx.$$

Энтропия влажного насыщенного пара определяется по формуле

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + x \frac{r}{T_H},$$

где s' — энтропия воды при температуре насыщения;

$\frac{r}{T_H}$ — приращение энтропии при испарении x кг жидкости.

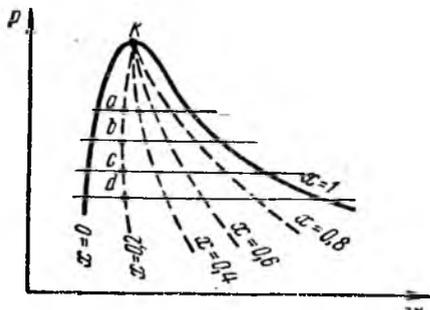


Рис. 7-5. Кривые постоянной сухости

значению x (например, $x = 0,2$) и принадлежащие различным изобарам, то получится кривая постоянного паросодержания $x = 0,2$. Прделав это построение для различных значений x ($x=0,4$; $x=0,6$ и т. д.), получим семейство кривых постоянной сухости $x = \text{const}$).

Аналогично можно построить кривые сухости и на Ts -диаграмме.

Наличие этих кривых на диаграмме позволяет определить для любого состояния пара все его основные параметры: давление, объем, температуру и степень сухости, что является достаточно полной его характеристикой.

Из уравнения (7-8) можно определить степень сухости пара (паросодержание) x

$$x = \frac{v_x - v'}{v'' - v'}$$

§ 5. is -диаграмма состояния водяного пара

Как уже было сказано, на энтропийной Ts -диаграмме количество теплоты, сообщенное телу или отнятое от него, изображается площадью, лежащей под кривой процесса. Поэтому для определения количества подведенного или отведенного тепла нужно каждый раз определять эти величины подсчетом соответствующих площадей, что очень осложняет на практике быстрый и точный расчет.

Если на оси ординат энтропийной диаграммы вместо температуры откладывать энтальпии i , то работа при $s = \text{const}$ и количество тепла при $p = \text{const}$ будут изображаться на этой диаграмме отрезками линий, а не площадями.

Первая is -диаграмма для водяного пара при давлении до 20 ат была предложена в 1904 г. Молье. Появление is -диаграммы изменило коренным образом методику термодинамических исследований и расчетов паровых процессов и циклов.

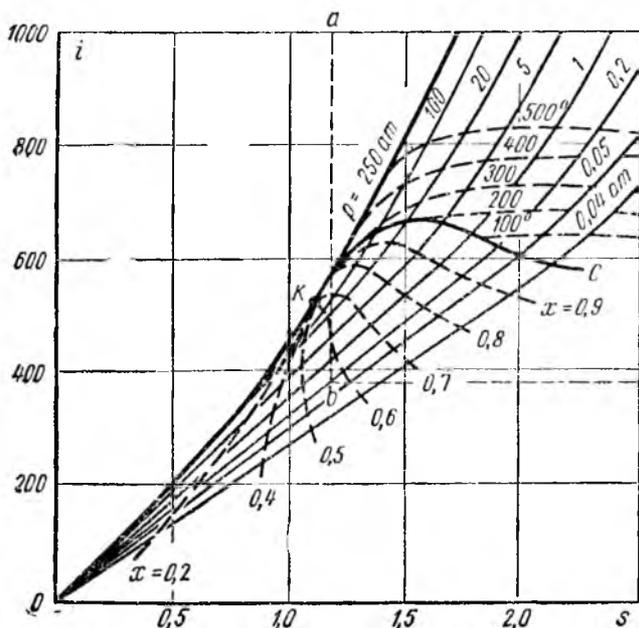


Рис. 7-6. Диаграмма состояния водяного пара на is -диаграмме

В нашей стране приняты is -диаграммы, составленные Всесоюзным теплотехническим институтом, а также проф. М. П. Вукаловичем. Они построены для давлений от 0,01 до 300 ат и для температур от 30 до 700° С. В настоящее время эти диаграммы получили широкое применение в теплотехнических расчетах паровых и газовых турбин.

На рис. 7-6 схематически показана полная is -диаграмма для водяного пара.

Выше было указано, что условно энтропию и энтальпию при температуре 273° К (0° С) считают равными нулю. Это состояние на

is -диаграмме изображается началом координат. На диаграмме нанесены две пограничные кривые, сливающиеся в критической точке K . На нижней пограничной кривой OK ($x = 0$) отложены значения энтальпии i' и энтропии s' для различных состояний воды при температуре кипения. На верхней пограничной кривой KC ($x = 1$) отложены значения i'' и s'' для различных состояний сухого насыщенного пара при температуре кипения.

Пограничные кривые делят is -диаграмму на две области. Выше этих кривых расположена область перегретого пара, ниже — область влажного насыщенного пара.

Семейство изобар в области насыщения представляет собой пучок расходящихся прямых линий, начинающихся в нулевой точке и оканчивающихся на верхней пограничной кривой. Чем больше давление, тем выше лежат изобары.

Так как процесс парообразования протекает при постоянной температуре, то в области насыщения изобары являются одновременно и изотермами.

В области перегретого пара от верхней пограничной кривой изобары и изотермы расходятся. Изобары отклоняются влево, а изотермы — вправо. В области низких давлений и относительно высоких температур, где перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу, постоянной температуре отвечает постоянная энтальпия. Здесь изотермы идут горизонтально и совпадают с линиями $i = \text{const}$.

В области влажного насыщенного пара расположены линии постоянного паросодержания $x = \text{const}$ (см. пунктир), так же как в p - v - и T - s -диаграммах.

Процессы расширения пара в паросиловых установках обычно заканчиваются в области насыщения пара невысокой влажности ($x = 0,7-0,75$). Поэтому для увеличения масштаба рабочей части is -диаграммы оси координат переносят выше (см. рис. 7-6, линия abc). Левая часть диаграммы, лежащая вне новых осей координат, отбрасывается. Получается диаграмма с «утопленным» нулем. Такой диаграммой обычно пользуются в паротурбинной технике. Однако полная диаграмма также необходима для анализа работы некоторых агрегатов (насосов для котлов высокого давления, аккумуляторов пара и др.).

На is -диаграмме нанесены также изохоры — линии постоянного удельного объема (на рис. 7-6 не указаны) $v = \text{const}$. Они идут несколько круче изобар. Чем больше удельный объем, тем правее лежит соответствующая изохора.

Состояние перегретого пара обычно определяется двумя параметрами: давлением p и температурой t . На is -диаграмме это состояние определяется точкой пересечения соответствующих изобары и изотермы. Состояние влажного насыщенного пара может быть определено точкой пересечения изобары с линией постоянного паросодержания $x = \text{const}$.

§ 6. Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара на p - v -диаграмме

При расчете термодинамических процессов изменения состояния пара так же, как и при расчете газовых процессов, определяют его начальные и конечные параметры, изменение его внутренней энергии, работу и количество теплоты процесса. Однако в ходе термодинамического процесса может произойти изменение агрегатного состояния рабочего тела. Так, например, перегретый пар при изменившихся условиях переходит в жидкость или в состояние влажного насыщения. Поэтому уравнение (1-2) изменения состояния рабочего тела (Клапейрона) не может быть применено для пара.

На практике вместо сложных уравнений состояния при расчетах пользуются соответствующими диаграммами и таблицами. Наиболее распространенным рабочим телом является *водяной пар*, поэтому основные данные таблиц пара утверждаются на специальных международных конгрессах и конференциях. Промежуточные данные в таблицах заполняются на основе результатов, полученных из опытов и уравнений состояния.

В нашей стране пользуются таблицами и диаграммами Всесоюзного теплотехнического института им. Ф. Э. Дзержинского (ВТИ), М. П. Вукаловича (вода и водяной пар) и др.

Изохорный процесс. Рассмотрим изменение состояния пара по изохоре от точки 1 к точке 4 (рис. 7-7, а) и от точки 4 к точке 1.

Точка 1 расположена между пограничными кривыми. Следовательно, пар влажный насыщенный, с параметрами p , v , x . С подводом к нему тепла при постоянном объеме его состояние изменяется. Так, например, в точке 2 пар, оставаясь влажным насыщенным, станет суше, т. е. его паросодержание повысится так же, как повысится его давление и температура. В точке 3 пар станет сухим насыщенным ($x = 1$). В точке 4 пар будет перегретым.

При изохорном отводе тепла от пара процесс идет в обратном направлении, т. е. пар из перегретого (точка 4) переходит в состояние влажного насыщения (точка 1). Его давление, температура и паросодержание уменьшаются.

Изобарный процесс. Этот процесс был подробно рассмотрен в § 2 этой главы. На рис. 7-7, б изображено изменение состояния пара по изобаре 1-2. В точке 1 пар — влажный насыщенный, его паросодержание определяется отношением отрезков

$$x_1 = \frac{a1}{ab}.$$

В точке b пар уже сухой насыщенный. Паросодержание его $x_b = 1$. В точке 2 пар перегрет, свойства его приближаются к свойствам газа.

Подведенное к газу тепло q_p затрачивается на увеличение внутренней энергии и на совершение внешней механической работы.

Изотермический процесс. При изотермическом процессе изменения состояния пара, в отличие от идеального газа, его внутренняя энергия изменяется. Это объясняется тем, что молекулы пара обладают силами притяжения (в отличие от идеального газа), и часть подведенного к пару тепла расходуется на совершение работы против сил сцепления, т. е. на увеличение внутренней энергии пара.

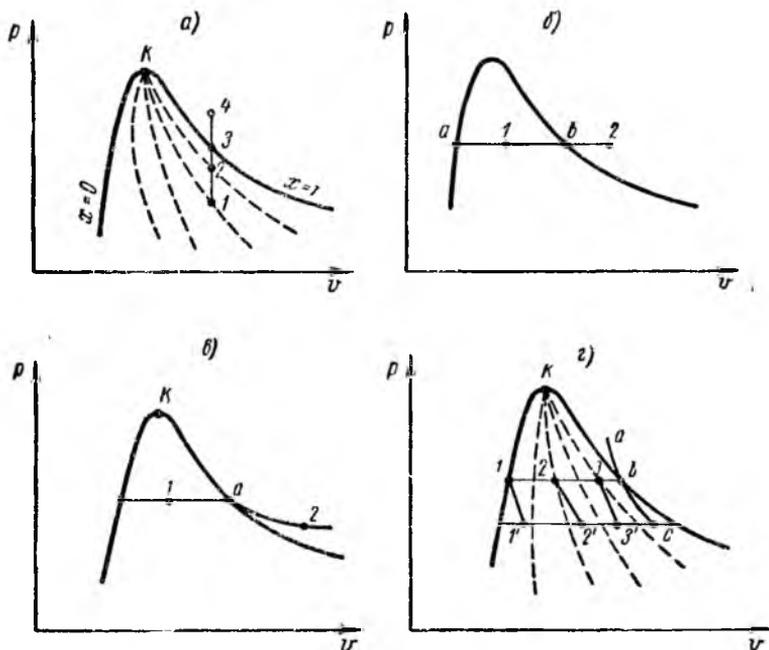


Рис. 7-7. Диаграммы основных термодинамических процессов водяного пара:

a — изохорный; *b* — изобарный; *в* — изотермический; *г* — адиабатный

Поэтому здесь вычисление количества теплоты и работы процесса производится по формулам и диаграммам, предназначенным для пара. Так, работа может быть определена из уравнения, выражающего первый закон термодинамики

$$l = q_t - (u_2 - u_1).$$

Количество теплоты, необходимое для изотермического процесса, легко определяется по Ts -диаграмме (см. рис. 7-3).

На $p-v$ -диаграмме (рис. 7-7 *в*) представлен процесс изотермического изменения состояния пара. Линия $1-a$ — изотерма влажного насыщенного пара, а линия $a-2$ — изотерма перегретого пара.

Адиабатный процесс. Рассмотрим адиабатное расширение пара из различных начальных состояний.

1. Пар перегрет (точка a , рис. 7-7, z). Из этого состояния, расширяясь по адиабате ab , он переходит в состояние сухого насыщенного (в точке b $x = 1$). Давление и температура его понижаются. При дальнейшем адиабатном расширении (линия bc) сухой насыщенный пар увлажняется. Давление и температура его падают.

2. Пар влажный, насыщенный, с высоким паросодержанием (точка 3) расширяется по адиабате $3-3'$. Его давление, температура и паросодержание понижаются. Пар увлажняется, а адиабата $3-3'$ располагается левее линии постоянного паросодержания (пунктир $x = \text{const}$).

3. Пар влажный, насыщенный, с низким паросодержанием (точка 2) расширяется. Его давление и температура понижаются, а паросодержание повышается. Пар становится суше, а адиабата $2-2'$ ложится правее линии постоянного паросодержания.

4. Жидкость на границе насыщения (точка 1) адиабатно расширяется. Давление и температура падают, а паросодержание его возрастает. Адиабата $1-1'$ располагается правее пограничной кривой жидкости.

Таким образом, из сказанного можно сделать вывод, что пар с низким паросодержанием при адиабатном расширении высушивается, т. е. его паросодержание повышается, а с высоким паросодержанием увлажняется, т. е. его паросодержание понижается.

Работа пара при адиабатном расширении производится за счет уменьшения внутренней энергии

$$l = u_1 - u_2.$$

Если адиабатный процесс протекает при небольших давлениях, то он довольно точно описывается уравнением (6-7) $p v^k = \text{const}$. Величина показателя степени k определяется начальным состоянием пара. При ориентировочных расчетах показатель адиабаты для перегретого пара принимают равным 1,3, а для насыщенного подсчитывают по формуле $k = 1,035 + 0,1x$, где x — степень сухости пара в начальном состоянии.

Глава VIII

ИСТЕЧЕНИЕ И ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

§ 1. Основные понятия

В главе IV были рассмотрены процессы, протекающие без макроскопического движения рабочего тела. В таких процессах сообщенное рабочему телу тепло расходуется на изменение его внутренней энергии и на совершение внешней работы. Такие процессы протекают в цилиндрах поршневых тепловых двигателей и первый закон термодинамики для них определяется уравнением (3-13).

Рабочие процессы в паровых и газовых турбинах, турбокомпрессорах, реактивных двигателях и многих других современных машинах основаны на использовании кинетической энергии потока или струи рабочего тела — газа или пара*.

Кинетическая энергия потока газа пропорциональна квадрату скорости его течения, и соответственно работоспособность потока будет тем больше, чем выше значения скорости его течения. Поэтому при конструкции многих машин типа турбин и турбокомпрессоров стремятся использовать возможно более высокие скорости рабочей струи газа. Высокие скорости потока, или струи газа, получают, реализуя его способность расширяться при течении по каналу. Процесс истечения газа по каналу во внешнюю среду с меньшим давлением сопровождается понижением давления газа и увеличением его скорости.

Для получения направленной струи газа при его истечении применяют специальные насадки с каналами переменного сечения. Насадки, в которых внутренняя энергия газа преобразуется в кинетическую энергию макроскопического движения, называют *соплами*. При движении газа по соплу его давление падает, а скорость увеличивается. Некоторые процессы истечения протекают с повышением давления, за счет снижения скорости. Для таких случаев применяют насадки, называемые *диффузорами*.

При течении по соплу газ расширяется, и при этом одновременно с увеличением скорости увеличивается его объем. Поэтому характер движения газа определяется продольным сечением сопла.

Сопла применяют цилиндрические, суживающиеся и расширяющиеся. Нужно заметить, что характер движения по цилиндрическому и суживающемуся соплам в основном одинаков.

§ 2. Течение газа по соплу

Располагаемая работа. При исследовании газового потока обычно принимают, что его течение установившееся и осуществляется без теплообмена (адиабатно). *Установившимся* называют такой процесс истечения, при котором в любом сечении сопла *все параметры газа с течением времени не изменяются*.

Первый закон термодинамики для потока газа, протекающего по неподвижному соплу, определяется уравнением

$$dq = du + dl + d\left(\frac{c^2}{2}\right), \quad (8-1)$$

* Здесь и далее, в гл. VIII, рабочее тело — газ или пар — для краткости именуется газом, и, если не сделано специальных замечаний, все сказанное об истечении газа в такой же мере относится и к истечению пара.

где dp — тепло, подведенное к 1 кг газа на рассматриваемом участке его движения;
 du — изменение внутренней энергии газа;
 dl — работа, затраченная на проталкивание 1 кг газа по каналу (работа проталкивания);
 $d\left(\frac{c^2}{2}\right)$ — приращение кинетической энергии газа при его перемещении на рассматриваемом участке.

Элементарную работу dl можно представить в виде

$$dl = d(pv).$$

Подставив в уравнение (8-1) значение работы проталкивания, получим:

$$dq = du + d(pv) + d\left(\frac{c^2}{2}\right).$$

или

$$dq = d(u + pv) + d\left(\frac{c^2}{2}\right).$$

Но

$$u + pv = i,$$

тогда

$$dq = di + d\left(\frac{c^2}{2}\right). \quad (8-2)$$

При адиабатном процессе $dq = 0$, поэтому

$$d\left(\frac{c^2}{2}\right) = -di. \quad (8-3)$$

Из равенства (8-3) следует, что при движении газа по каналу без теплообмена с внешней средой приращение его кинетической энергии происходит вследствие уменьшения его энтальпии.

Рассмотрим процесс истечения газа из сопла.

На рис. 8-1 представлен сосуд, в котором находится газ под давлением p_1 . В стенке сосуда имеется суживающееся сопло с плавно очерченным входом. Сопло сообщается с пространством, в котором поддерживается давление p_2 , причем $p_1 > p_2$.

Пусть некоторое количество газа занимает объем, заключенный между сечениями CD и EF . Рассмотрим истечение 1 кг газа через сопло из сосуда в пространство с давлением p_2 . Допустим, что вместе с рассматриваемым объемом газа по его обеим сторонам движутся два невесомых поршня. Поршень A с площадью сечения f_1 и поршень B с площадью f_2 . Истечение газа из сопла будет происходить под влиянием разности давлений $p_1 - p_2$. При этом будет совершена работа l внешних сил, затраченная на проталкивание 1 кг и работа расширения $l_{\text{расш}}$ 1 кг газа при его течении по соплу.

Работа внешних сил l может быть представлена как разность полезной для истечения работы l_1 и работы l_2 сил сопротивления истечению, т. е.

$$l = l_1 - l_2 = p_1 f_1 s_1 - p_2 f_2 s_2,$$

где $p_1 f_1$ — сила действующая внутри сосуда на площадь f_1 поршня A , проталкивающая газ по соплу;

$p_2 f_2$ — сила, действующая с наружной стороны сопла на площадь f_2 поршня B , препятствующая истечению газа из сопла;

s_1 и s_2 — расстояния, на которые передвинутся поршни A и B при истечении из сопла 1 кг газа.

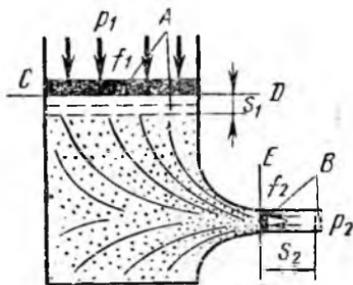


Рис. 8-1. Схема истечения газа из сопла

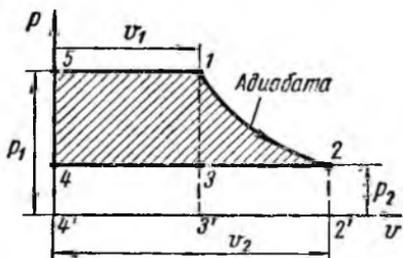


Рис. 8-2. Истечение газа из сопла на p - v диаграмме

Но произведение $f_1 s_1$ равно удельному объему v_1 1 кг газа до его истечения, а произведение $f_2 s_2$ равно удельному объему v_2 1 кг газа после истечения.

Заменив произведения $f_1 s_1$ и $f_2 s_2$ соответствующими удельными объемами v_1 и v_2 , получим

$$l = p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Полная работа $l_{\text{пол}}$, совершаемая при истечении 1 кг газа из сопла, складывается из работы расширения $l_{\text{расш}}$ и работы l внешних сил

$$l_{\text{пол}} = l_{\text{расш}} + p_1 v_1 - p_2 v_2 \text{ дж/кг.} \quad (8-4)$$

Работу адиабатического расширения $l_{\text{расш}}$ можно определить по формуле (6-14)

$$l_{\text{расш}} = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \text{ дж/кг.}$$

Подставив значение $l_{\text{расш}}$ в формулу (8-4) и используя формулу (6-8), сделав при этом соответствующие преобразования, получим

$$l_{\text{пол}} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (8-5)$$

Полную работу $l_{\text{пол}}$ называют *располагаемой* работой. Она затрачивается на приращение кинетической энергии газа при его движении по каналу.

По принятому условию рассматриваемый процесс обратим, следовательно, потери на трение отсутствуют, и можно считать, что вся располагаемая работа истечения преобразуется в кинетическую энергию газа, т. е.

$$l_{\text{пол}} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \text{ дж/кг}, \quad (8-6)$$

где c_1, c_2 — скорости истечения газа перед соплом и из устья сопла.

На p - v -диаграмме (рис. 8-2) располагаемая работа изобразится пл. 1245, работа внешних сил, способствующая истечению, $l_1 = p_1 v_1$ — пл. 13'4'5, работа сил сопротивления истечению $l_2 = p_2 v_2$ — пл. 22'4'4, а работа расширения $l_{\text{расш}}$ — пл. 122'3'.

Скорость истечения газа. Начальная скорость, а также и начальная кинетическая энергия струи до истечения столь малы, что без большой погрешности можно ими пренебречь. Тогда равенство (8-6) примет вид

$$l_{\text{пол}} = \frac{c_2^2}{2},$$

тогда скорость истечения газа из устья сопла будет равна

$$c_2 = \sqrt{2l_{\text{пол}}} \text{ м/сек.} \quad (8-7)$$

Подставив в равенство (8-7) значение $l_{\text{пол}}$ из формулы (8-5), получим выражение, определяющее скорость истечения газа из устья сопла в зависимости от начальных и конечных параметров газа

$$c_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ м/сек.} \quad (8-8)$$

Скорость истечения газа из устья сопла можно также выразить через разность энтальпий. Для этого обратимся к равенству (8-3) и, проинтегрировав его, получим

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = i_1 - i_2.$$

Пренебрегая скоростью c_1 , определим скорость истечения газа из устья сопла

$$c_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)} \text{ м/сек.} \quad (8-9)$$

Разность энтальпий $i_1 - i_2$ называют *теплоперепадом* и обозначают буквой h . Обычно величину h определяют по i - s -диаграмме и

измеряют в кдж/кг . Подставим в равенство (8-9) h в кдж/кг и так как $\sqrt{2 \cdot 1000} \approx 44,7$, то получим

$$c_2 = 44,7 \sqrt{h} \text{ м/сек.} \quad (8-10)$$

Секундный расход газа. Зная скорость истечения газа из сопла, можно легко определить секундный массовый расход газа m через выходное отверстие сопла по формуле из курса физики

$$m = \frac{f_2 c_2}{v_2} \text{ кг/сек.} \quad (8-11)$$

Величину удельного объема v_2 для адиабатного процесса определяют из равенства (6-8)

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} \text{ м}^3/\text{кг.} \quad (8-12)$$

Подставив в формулу (8-11) значение скорости c_2 из выражения (8-8), а значение удельного объема v_2 из равенства (8-12) и сделав необходимые преобразования, получим формулу для вычисления секундного массового расхода газа m через выходное отверстие сопла сечением f_2

$$m = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \text{ кг/сек.} \quad (8-13)$$

По формуле (8-13) можно подсчитать секундный расход не только через выходное сечение f_2 , но и через любое промежуточное сечение f . Для этого необходимо заменить величины p_2 , v_2 и c_2 на соответствующие величины в выбранном сечении.

Критическое давление при истечении. Из формулы (8-13) видно, что расход газа m зависит от отношения $\frac{p_2}{p_1}$.

Если принять, что $p_1 = p_2$, т. е. $\frac{p_2}{p_1} = 1$, то по формуле (8-13), как и следовало ожидать, расход газа будет равен нулю. Действительно, при $p_1 = p_2$ нет перепада давлений, и процесс истечения невозможен.

Если в формулу (8-13) подставлять значения $\frac{p_2}{p_1}$ последовательно от 1 до 0, то изменение расхода газа изобразится некоторой кривой, представленной на рис. 8-3.

С понижением давления p_2 , при заданном и постоянном давлении p_1 , расход газа возрастает (кривая 1-2) и приобретает максимальное значение $m_{\text{макс}}$, когда отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$ становится близким к 0,5, т. е. при $p_2 \approx 0,5$ (точка 2 на рис. 8-3).

При дальнейшем уменьшении отношения $\frac{p_2}{p_1}$ по формуле (8-13) расход должен был бы уменьшаться по кривой 2-0, а при $\frac{p_2}{p_1} = 0$ (полный вакуум, $p_2 = 0$) расход должен быть равным нулю (точка 0). В действительности же при уменьшении отношения $\frac{p_2}{p_1}$ расход, увеличиваясь, достигает максимума и остается постоянным, независимо от уменьшения давления среды, в которую вытекает газ.

Это можно объяснить, рассматривая физическую природу процесса истечения. Возмущения из окружающей среды (изменение давления среды) в виде волнового процесса проникают в глубь сопла. Давление в устье сопла изменяется в соответствии с изменением давления в окружающей среде. Это может происходить до тех пор, пока скорость течения газа в канале сопла остается меньше скорости распространения малых возмущений (скорости звука).

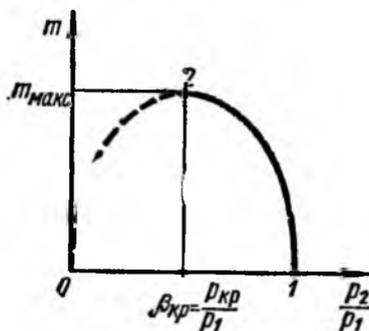


Рис. 8-3. Кривая расхода газа в зависимости от отношения давления p_2/p_1

Если скорость истечения станет равной скорости звука, возмущения из окружающей среды не будут передаваться в глубь сопла и дальнейшее уменьшение давления в среде не приведет к снижению давления в выходном сечении сопла.

Это давление соответствует максимальному расходу газа через сопло. Такое давление называют *критическим* и обозначают $p_{кр}$. Оно является наименьшим возможным давлением в указанном сечении и примерно равно $0,5 p_1$. При этом отношение $\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1}$ также остается постоянным. Его называют *критическим отношением давлений при истечении* и обозначают $\beta_{кр}$. Таким образом,

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = \beta_{кр}$$

Поэтому несмотря на понижение давления среды, куда вытекает газ, при критическом давлении в устье сопла скорость и удельный объем газа, достигнув критических значений, остаются постоянными. Вследствие этого остается постоянным и секундный расход газа. Точное значение критического отношения давлений определяется формулой

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = \beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (8-14)$$

Критическое отношение давлений есть величина постоянная, зависящая только от показателя адиабаты k , т. е. от природы газа.

Так, для двухатомных газов $k = 1,4$ и $\beta_{кр} = 0,528$;
 для перегретого пара $k = 1,3$ и $\beta_{кр} = 0,546$;
 для сухого насыщенного пара $k = 1,135$ и $\beta_{кр} = 0,577$.

Численные значения $\frac{p_{кр}}{p_1} = \beta_{кр}$ для большинства газов и паров лежат в пределах $0,528 \div 0,577$. Таким образом, критическое давление газа в устье сопла не может быть меньше половины начального его давления, каким бы большим не было значение начального давления p_1 или как бы мало ни было конечное давление p_2 в пространстве, куда газ вытекает.

Критическая скорость при истечении. Скорость истечения газа при критическом отношении давлений называют *критической скоростью* и обозначают $c_{кр}$. Она равна скорости распространения звука $c_{зв}$ в вытекающей среде.

Величину критической скорости можно определить по формуле (8-8), если отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$ заменить его критической величиной $\frac{p_{кр}}{p_1}$ из формулы (8-14)

$$c_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}. \quad (8-15)$$

Из формулы (8-15) видно, что величина $c_{кр}$ зависит от природы газа, т. е. от показателя адиабаты k и от начальных параметров газа p_1 и v_1 .

Максимальный расход газа. Для вычисления максимального расхода $m_{макс}$ при критическом отношении давлений нужно в формуле (8-13) отношение $\frac{p_2}{p_1}$ заменить его критической величиной $\frac{p_{кр}}{p_1}$ из формулы (8-14). После некоторых преобразований получим формулу для определения максимального расхода газа

$$m_{макс} = f_2 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}} \text{ кг/сек.} \quad (8-16)$$

Подставляя в формулы (8-15) и (8-16) значения показателя адиабаты k для разных газов, получим:

Рабочее тело	Показатель адиабаты	$C_{кр}$, м/сек	$m_{макс}$, кг/сек
Двухатомный газ	1,4	$1,08 \sqrt{p_1 v_1}$	$0,683 f_2 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$
Перегретый водяной пар	1,3	$1,06 \sqrt{p_1 v_1}$	$0,667 f_2 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$
Сухой насыщенный пар	1,135	$1,03 \sqrt{p_1 v_1}$	$0,635 f_2 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$

Здесь p выражено в н/м^2 ; v — в $\text{м}^3/\text{кг}$ и f — в м^2 .

Из всего сказанного о критических параметрах следует, что при понижении давления p_2 ниже $p_{\text{кр}}$ скорость в устье сопла остается неизменной. Поэтому перепад давлений $p_{\text{кр}} - p_2$ не может быть использован для увеличения кинетической энергии потока газа. Совершенно очевидно, что по выходе из сопла газ расширяется от давления $p_{\text{кр}}$ до давления p_2 . Однако это расширение не приводит к увеличению используемой кинетической энергии струи, так как истечение протекает неорганизованно и газ перемещивается с окружающей средой.

На рис. 8-4 изображена p - v -диаграмма, где показан неиспользованный перепад давлений $p_{\text{кр}} - p_2$, за счет которого уменьшается располагаемая работа на величину пл. $2'233'$. При полном расширении газа располагаемая работа могла бы иметь значение, численно равное пл. 1234 .

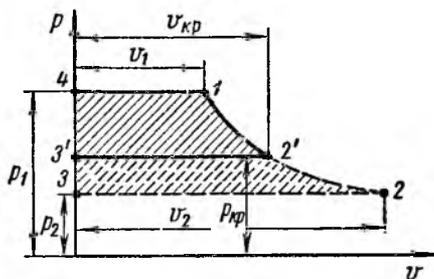


Рис. 8-4. Неиспользованный перепад давления при истечении через суживающееся сопло

Сопло Лаваля. Для полного использования внутренней энергии газа необходимо за соплом получить сверхзвуковую скорость. Однако в суживающихся соплах удельный объем газа v_2 , достигнув критического значения $v_{\text{кр}}$, не может больше увеличиваться из-за суживающегося профиля сопла. Поэтому скорость истечения газа c_2 может быть меньше или равна скорости звука. Для того чтобы за соплом получить сверхзвуковую скорость, нужно иметь за ним давление меньше критического. Это достигается только применением комбинированного сопла, называемого *соплом Лаваля* по имени ученого, впервые применившего такое сопло для получения высоких скоростей газа.

Комбинированное сопло состоит из двух частей. Первая часть — суживающаяся — работает как дозвуковое сопло, вторая часть — расширяющаяся — как сверхзвуковое.

Из курса физики известно, что скорость звука в газовой среде с параметрами p и v равна $c_{\text{зв}} = \sqrt{kpv}$, где k — показатель адиабаты. Для идеальных газов $pv = RT$, поэтому скорость звука

$$c_{\text{зв}} = \sqrt{kRT}.$$

Из последней формулы видно, что скорость звука находится в прямой зависимости от температуры среды.

Протекая по соплу, газ адиабатно расширяется. При этом его давление и температура падают, а скорость истечения возрастает.

Однако в первой части сопла она не достигает скорости звука в среде, несмотря на то что скорость звука с понижением температуры среды падает.

В горловине сверхзвукового сопла, т. е. в наименьшем сечении сопла $f_{\text{мин}}$ устанавливаются критическое давление $p_{\text{кр}}$ газа и критическая скорость $c_{\text{кр}}$, равная скорости звука в среде. При движении по расширяющейся части сопла происходит дальнейшее расширение газа. Возрастает его скорость и удельный объем, а давление понижается. Понижается и скорость звука в среде. На выходе из сопла

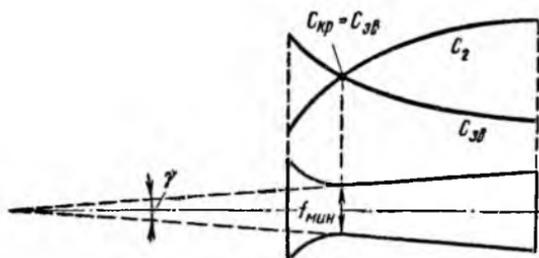


Рис. 8-5. Схема сопла Лавалья и график изменения скорости истечения c_2 и скорости звука $c_{зв}$

давление становится равным давлению среды, в которую газ вытекает, а скорость истечения газа становится больше скорости звука в среде: $c_г > c_{зв}$.

На рис. 8-5 представлена схема комбинированного сопла и график изменения давления газа, скорости $c_г$ истечения и скорости звука $c_{зв}$ в среде.

Применение расширяющегося сопла позволило увеличить скорость истечения за счет более полного использования перепада давлений. При этом величина расхода $m_{\text{макс}}$ остается постоянной, так как расход газа через сопло определяется минимальным сечением сопла $f_{\text{мин}}$ и критическими параметрами $c_{\text{кр}}$ и $v_{\text{кр}}$, которые не зависят от расширяющейся части сопла.

Увеличить расход вытекающего газа через сопло Лавалья можно, повысив начальное давление и увеличив минимальное сечение $f_{\text{мин}}$ сопла. Максимальный расход газа $m_{\text{макс}}$ определяется по формуле (8-16).

Суживающаяся часть сопла Лавалья выполняется, как обычное суживающееся сопло. Расширяющаяся часть выполняется с углом конусности $\gamma = 10 - 12^\circ$. При больших углах конусности возможен отрыв струи от стенок сопла, что резко увеличивает необратимые потери. Длина расширяющейся части сопла s определяется углом конусности γ и величинами f_2 и $f_{\text{мин}}$.

Если допустить, что расширяющаяся часть комбинированного сопла выполнена с прямолинейными образующими и с углом конусности γ , то длина этой части сопла (рис. 8-5) определится по формуле

$$s = \frac{d_2 - d_{\text{мин}}}{2 \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}},$$

где d_2 и $d_{\text{мин}}$ — диаметры выходного и минимального сечений сопла.

Коэффициент скорости. До сих пор истечение рассматривалось в предположении адиабатного расширения газа без трения его о стенки сопла. В действительных условиях процесс истечения всегда происходит с некоторыми потерями энергии газа на совершение неизбежной работы трения. Поэтому действительная скорость истечения c_d всегда меньше теоретической скорости c_2 , определяемой по формулам, приведенным в настоящей главе. Отношение $\frac{c_d}{c_2} = \varphi$ называют *коэффициентом скорости*, который всегда меньше 1.

По данным опытов, в зависимости от плавности переходов сечений и качества обработки внутренней поверхности сопла коэффициент $\varphi = 0,93 \div 0,98$.

В среднем можно принимать $\varphi = 0,95$. Зная величину φ , можно несколько точнее определять действительные скорости и расходы газа путем умножения полученных расчетных значений скорости или расхода на коэффициент φ .

§ 3. Дросселирование потока газа

Если на пути движения газа в трубопроводе имеются участки, сечение которых резко уменьшено по сравнению с сечением трубопровода (неполностью открытые краны, задвижки, клапаны, дроссельные шайбы и т. п.), то на выходе из этого участка давление газа становится меньше.

Явление, заключающееся в понижении давления при проходе через сужение трубопровода, называется *дросселированием* или *мятием* газа.

Рассмотрим движение газа по трубопроводу с поперечным сечением F . Внутри трубопровода установлена диафрагма, имеющая суженное отверстие небольшого размера. Пусть по трубопроводу (рис. 8-6) течет газ от сечения I—I к сечению II—II через отверстие в диафрагме. Процесс истечения адиабатный.

В суженном отверстии диафрагмы скорость газа возрастает от c_1 до c_0 , а давление понизится, как в обычном процессе истечения через сопло. В правой половине трубопровода после суженного отверстия скорость газа почти полностью понизится до своего первоначального значения. Считая, что $F_1 = F_2$, будем иметь $c_1 \approx c_2$. Давление же p_2 за диафрагмой восстановится только частично и будет меньше, чем было перед диафрагмой. Это объясняется тем, что при прохождении газа через суженное отверстие возникают потери энергии на вихреобразование и трение.

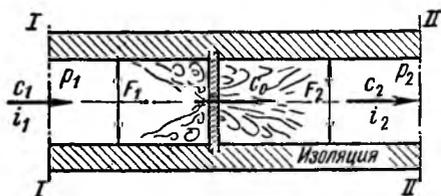


Рис. 8-6. Дросселирование газа

Вспользуемся равенством (8-3). Проинтегрировав его, получим

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = i_1 - i_2.$$

Принимая для сечений I—I и II—II (рис. 8-6) $c_1 \approx c_2$, получим

$$i_1 = i_2,$$

т. е. энтальпия газа не изменяется в результате его дросселирования.

Поскольку для идеального газа энтальпия зависит только от температуры и не зависит от давления, то при дросселировании идеального газа остается постоянной также и температура.

При дросселировании реальных газов, особенно при высоких давлениях, наблюдается снижение температуры. Это явление названо *дроссельным эффектом Джоуля—Томсона* (по имени ученых, открывших его).

В технике низких температур охлаждение, получаемое при дросселировании, служит основой большинства низкотемпературных процессов, а при сжижении газов играет решающую роль.

Кроме того, процесс дросселирования сопровождается процессом расширения пара. Поэтому в специальных редукционно-охладительных установках, когда необходимо уменьшить давление рабочего тела, широко применяют процесс дросселирования.

Глава IX

ЦИКЛ ПАРСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ

§ 1. Схема паросиловой установки

В настоящее время основную часть электроэнергии (около 80 %) вырабатывают на паросиловых установках, рабочим телом которых является водяной пар.

Паросиловой установкой называют совокупность устройств, в которых протекают процессы преобразования тепла, полученного при сгорании топлива в механическую работу двигателя.

Рассмотрим процессы изменения состояния рабочего тела в паросиловой установке (рис. 9-1).

В схему такой установки включены только те агрегаты, в которых происходит изменение состояния рабочего тела.

Установка состоит из: парового котла 1 (источника тепла), где вода, нагреваясь за счет подведенного тепла q_1 , изменяет агрегатное состояние и превращается в насыщенный влажный пар; пароперегревателя 2, в котором пар подсушивается и перегревается

до заданной температуры; двигателя 3, где пар, расширяясь, совершает работу; конденсатора* 4 (холодильника), в котором пар из насыщенного состояния превращается в воду (конденсат), и на-

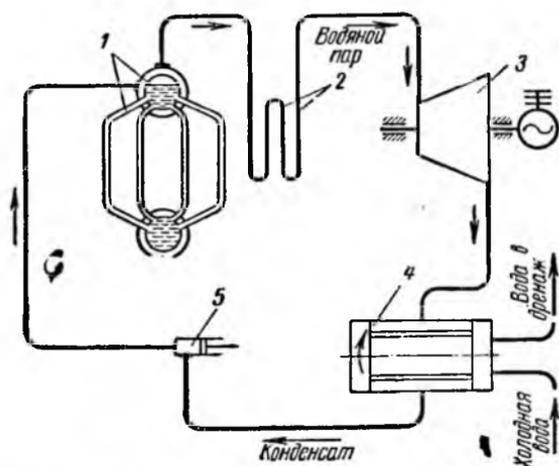


Рис. 9-1. Схема паросиловой установки

соса 5, повышающего давление воды (конденсата) до заданного значения и подающего ее в паровой котел для следующего цикла.

§ 2. Идеальный цикл Ренкина

Идеальным циклом паросиловой установки принят цикл Ренкина. Рассмотрим термодинамическое изменение состояния рабочего тела паросиловой установки по этому циклу на $p-v$ -диаграмме (рис. 9-2). Цикл Ренкина состоит из четырех процессов — двух изобарных и двух адиабатных.

Пар из пароперегревателя с параметрами p_1, t_1 подается в двигатель (точка 1), где расширяется по адиабате 1-2 до параметров p_2, t_2 и совершает при этом работу.

Отработавший пар с параметрами p_2, t_2 попадает в конденсатор — холодильник (точка 2), где от него отводится тепло q_2 при постоянных давлении p_2 и соответствующей температуре (изобара 2-3). При этом пар конденсируется.

Конденсат с колючим давлением p_2 забирается насосом (точка 3), повышающим давление до начального значения p_1 (линия 3-4), и подается в котлоагрегат. Температура воды на входе в котлоаг-

* Конденсатор — устройство, в котором пар, отдавая тепло охлаждающей воде, конденсируется.

регат практически равна температуре на выходе воды из конденсатора t_2 и значительно ниже температуры кипения, соответствующей давлению воды p_1 на выходе из насоса.

Вода практически несжимаема, поэтому при повышении давления в насосе от p_1 до p_2 объем воды остается почти неизменным. Отсюда адиабату сжатия можно считать одновременно и изохорой. Так как объем воды v' по сравнению с объемом пара v'' ничтожно мал, то для простоты этой величиной пренебрегают. Поэтому линия сжатия 3-4 воды в насосе сливается с осью координат.

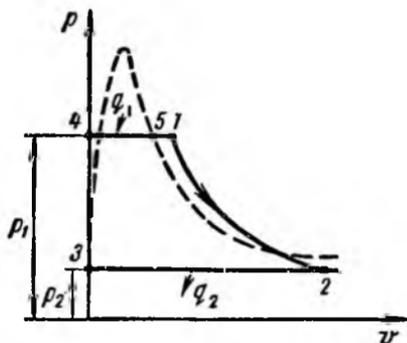


Рис. 9-2. Идеальный цикл Ренкина паросиловой установки на p - v -диаграмме.

К. п. д. цикла Ренкина. По общему определению термический к. п. д. η_t любого цикла равен отношению использованного тепла $q_1 - q_2$ к подведенному q_1

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{l_{\text{пол}}}{q_1} \quad (9-1)$$

к. п. д. цикла Ренкина определяется выражением

$$\eta_t = \frac{l_{\text{пол}}}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_n}$$

где i_n — энтальпия воды на входе в насос и на выходе из него**.

Удельный расход пара в идеальном цикле. Для того чтобы получить единицу полезной работы, нужно через двигатель пропустить определенное количество пара, которое

* В установках, использующих пар высоких параметров, работой насоса пренебрегать нельзя.

** В паросиловых установках низкого и среднего давления при увеличении давления воды в насосе ее энтальпия изменяется незначительно, поэтому считают, что энтальпии воды на входе в насос и на выходе из него равны между собой.

называют *удельным расходом* пара и обозначают буквой d_0 . Каждый килограмм пара вырабатывает $l = i_1 - i_2$ единиц полезной работы, где i_1 — его энтальпия на входе в двигатель, а i_2 — энтальпия на выходе. На одну единицу полезной работы удельный расход пара составит

$$d_0 = \frac{1}{i_1 - i_2} . \quad (9-2)$$

В зависимости от единиц измерения энтальпии определяется и единица измерения удельного расхода пара d_0 . Если энтальпию измеряют в *дж/кг*, то d_0 измеряется в *кг/дж*.

В основном все паросиловые установки предназначены для выработки электрической энергии, поэтому удельный расход пара d_0 измеряют в килограммах на единицу электрической энергии. Если разность энтальпий $i_1 - i_2$ выразить в *кдж/кг*, то d_0 будет выражено в *кг/квт·ч*. Учитывая, что $1 \text{ квт} \cdot \text{ч} = 3600 \text{ кдж}$, формулу (9-2) можно написать в виде

$$d_0 = \frac{3600}{i_1 - i_2} \text{ кг/квт} \cdot \text{ч}.$$

Чем меньше удельный расход пара при той же мощности, тем выше к. п. д. паросилового цикла.

§ 3. Способы повышения экономичности паросилового цикла

Экономичность паросилового цикла (величина его к. п. д.) в значительной степени зависит от начальных параметров рабочего тела p_1 и t_1 и его конечного давления p_2 . Эту зависимость можно установить с помощью *is*-диаграммы и формулы, определяющей к. п. д. идеального цикла Ренкина. Рассмотрим различные способы повышения экономичности паросилового цикла.

Влияние начальных параметров пара p_1 и t_1 . На рис. 9-3 показаны три варианта работы турбины с различными начальными давлениями пара $p_1''' > p_1'' > p_1$ при постоянных t_1 и p_2 .

С повышением начального давления полезная работа цикла (отрезки $l' = 1'2'$; $l'' = 1''2''$; $l''' = 1'''2'''$) возрастает, т. е. $l''' > l'' > l'$. Количество же подведенного за цикл тепла несколько уменьшается, $q_1' > q_1'' > q_1'''$, при этом из формулы (9-1) видно, что термический к. п. д. цикла возрастает.

Из рис. 9-3 видно, что с повышением давления влажность отработавшего пара повышается. Так при начальном давлении p_1 пар выходит из турбины еще в перегретом состоянии (точка $2'$). При давлении $p_1'' > p_1$ степень сухости x'' отработавшего пара понижается и точка $2''$ находится в области влажного насыщенного пара вблизи верхней пограничной кривой. При давлении же $p_1''' > p_1$ степень сухости x''' отработавшего пара еще больше понижается (точка $2'''$).

Пар высокой влажности быстро изнашивает лопатки турбины. Поэтому с повышением начального давления необходимо повышать и температуру перегрева пара.

Применение пара с высокими начальными параметрами p_1 и t_1 стало возможным только тогда, когда металлургическая промышленность стала производить жаростойкие стали для изготовления деталей, соприкасающихся с паром высоких температур.

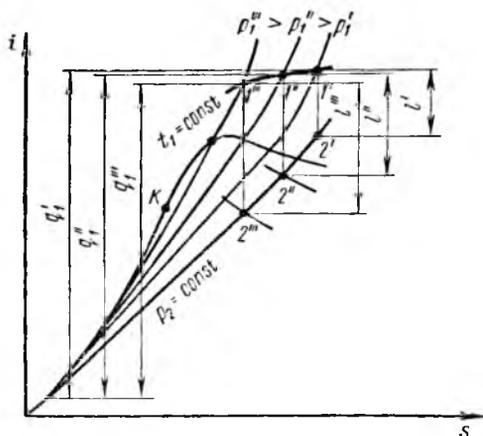


Рис. 9-3. Влияние давления перегретого пара на повышение экономичности паросилового цикла

В настоящее время применяют оборудование паросиловых установок с параметрами пара $p_1 = 130 \text{ ат}$ и $t = 565^\circ \text{С}$. Ведется проектирование станций с параметрами пара $p_1 = 300 \text{ ат}$ и $t = 650^\circ \text{С}$.

Дальнейшее же повышение начальных параметров пара будет определяться созданием новых недорогих жаропрочных материалов, применение которых было бы экономично и целесообразно.

Влияние конечного давления пара p_2 . Чем ниже давление пара p_2 на выходе из турбины, тем больше работа, произведенная паром, и выше к. п. д. всей паросиловой установки. Однако конечное давление пара p_2 , равное давлению в конденсаторе, определяется температурой охлаждающей воды конденсатора. Чем ниже температура, тем больше она отбирает тепла от отработавшего пара в конденсаторе. Очевидно, чем ниже температура пара и охлаждающей воды в конденсаторе, тем ниже и давление p_2 , соответствующее температуре насыщения t_2 . Но повысить к. п. д. цикла за счет большего сжижения p_2 практически невозможно из-за отсутствия естественных охладителей, имеющих температуру ниже среднегодовой температуры воды $10\text{--}15^\circ \text{С}$.

Промежуточный перегрев пара. Выше было показано, что наряду с увеличением термического к. п. д. цикла паросиловой установки применение пара высокого давления увеличивает влажность пара в конце расширения. Для устранения этого недостатка применяют промежуточный перегрев пара.

Пар после частичного расширения в турбине отводится в пароперегреватель, где он вторично перегревается до температуры свежего пара или до температуры несколько ниже первоначальной. После

этого пар направляется в последние ступени турбины. Применение промежуточного перегрева пара приводит к некоторому повышению термического к. п. д.

Регенеративный подогрев питательной воды. Конденсат от турбин направляется в котел и нагревается там теплом топлива. Между тем его можно нагреть и паром, который уже прошел через турбину, совершив там работу. Для этого следует отобрать пар из турбины и направить его в подогреватель, куда направляют и конденсат из конденсатора. Число и место отборов пара и соответствующее число подогревателей определяют расчетом. Такой подогрев питательной воды называют *регенеративным*, и соответствующий цикл — *регенеративным циклом*. К. п. д. регенеративного цикла выше, чем к. п. д. цикла Ренкина, и увеличивается с увеличением числа отборов.

Турбины, работающие в установке с регенеративным циклом, называют *турбинами с промежуточным отбором пара*.

Глава X

ТЕПЛОФИКАЦИЯ И ЕЕ ЗНАЧЕНИЕ

На тепловых электростанциях, вырабатывающих в нашей стране электрическую энергию, в топках паровых котлов сжигают огромное количество топлива.

По второму закону термодинамики, во всяком силовом цикле только часть тепла, сообщаемая рабочему телу, превращается в полезную работу. Остальное тепло отводится в холодильник (конденсатор).

Как известно (см. § 3 гл. IX), понижение конечного давления пара P_2 ограничивается температурой охлаждающей воды в конденсаторе, которая должна быть на $5-10^\circ$ ниже температуры отработавшего пара. Поэтому пар за турбиной может иметь температуру порядка $25-35^\circ\text{C}$ при давлении $0,03-0,05$ бар. В конденсаторе охлаждающая вода, отбирая тепло у отработавшего пара, нагревается до температуры $25-30^\circ\text{C}$. Вода, нагретая в конденсаторе до столь невысокой температуры, не может быть использована для производственных целей и бытовых нужд населения. Поэтому из конденсатора вода сбрасывается в источник водоснабжения и с ней уходит $55-60\%$ тепла, выделяющегося при сгорании топлива.

Турбины, работающие по такой схеме, называют конденсационными.

Раньше в нашей стране работало большое количество мелких котельных установок, где для технологических процессов производства вырабатывали пар давлением $1,5-5$ бар и горячую воду при температуре $70-100^\circ\text{C}$ для отопления зданий и удовлетворения нужд населения. В таких котельных также сжигали значительное количество топлива.

Теоретические исследования и опыт показали, что для более экономичного использования топлива целесообразно сократить количество мелких отдельных котельных, а необходимое тепло в виде горячей воды и пара вырабатывать на электростанциях.

Централизованное теплоснабжение на базе комбинированной выработки тепла и электроэнергии называется *теплофикацией*. Станции, на которых производится комбинированная выработка тепла и электрической энергии, называются *теплоэлектроцентралями* (ТЭЦ).

На ТЭЦ используют турбины с отбором пара, а также турбины с противодавлением. В них расширение пара заканчивается при давлении выше атмосферного порядка 1,2—1,5 *бар* вместо 0,03—0,05 *бар* в конденсационной турбине. При этом температура пара, поступающего в теплофикационный подогреватель, а следовательно, и температура охлаждающей воды получается выше 100° С, что вполне удовлетворяет потребителя.

Преимущество теплофикации состоит в том, что при комбинированной выработке тепла и электроэнергии удельный расход топлива на получение электрической энергии получается примерно вдвое меньше, чем на современных конденсационных станциях.

В 1924 г. в Ленинграде была пущена первая в Советском Союзе теплофикационная установка, а в конце двадцатых годов в строй начали вступать новые теплофикационные установки. Особенно широкое развитие теплофикации началось в период с 1931 по 1939 г. После Великой Отечественной войны (1941—1945) строительство ТЭЦ в СССР продолжает развиваться возрастающими темпами.

В настоящее время Советский Союз занимает первое место по числу и мощности ТЭЦ.

Раздел второй ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Глава XI

ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ТЕПЛООБМЕНА

При соприкосновении двух тел, имеющих разные температуры, тепло переходит от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой. Переход тепла продолжается до тех пор, пока температуры обоих тел не станут равными. *Процесс перехода тепла от одного тела к другому называют теплообменом.* Чем больше разность температур между телами, тем быстрее происходит теплообмен.

Механизм передачи тепла от одного тела к другому основан на том, что молекулы соприкасающихся тел (или различных частей одного тела) при взаимных столкновениях обмениваются энергией. Частицы тела, нагретого сильнее, теряют энергию, передавая ее частицам менее нагретого тела.

Когда энергии движения молекул обоих тел становятся равными между собой, то выравниваются и их температуры, и теплообмен прекращается.

Изучение законов теплообмена необходимо для управления тепловыми потоками, возникающими между различными телами. В одних случаях необходимо преградить путь тепловому потоку или в какой-то мере уменьшить теплообмен между телами. В других, наоборот, следует создать условия для максимальной передачи тепла от одного тела к другому.

Так, например, стены любого здания строят из материала, который задерживает тепловой поток, направленный от более нагретой внутренней поверхности стенки к менее нагретой внешней поверхности. Стены в этом случае являются теплоизоляцией и уменьшают теплообмен между воздухом, заполняющим отапливаемое помещение, и воздухом, находящимся снаружи здания. Отопительные же радиаторы изготовляют из материала, который хорошо проводит тепло, для того чтобы усилить теплообмен между теплоносителем (горячей водой), протекающим по каналам внутри радиатора, и воздухом отапливаемого помещения.

Тепло передается тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Теплопроводность — это процесс передачи тепла от более нагретых молекул менее нагретым. Теплопроводность обусловлена движением *микрочастиц* тела.

*Конвекция** — это процесс переноса энергии при перемещении объемов жидкости или газа ** в пространстве из области с одной

* Конвекция — латинское слово, означающее *перенос*.

** Здесь и далее (в разделе втором) под словом жидкость будет подразумеваться жидкая или газообразная среда, окружающая твердое тело.

температурой в область, имеющую другую температуру. Конвекция обусловлена движением макрочастиц жидкости.

Излучение (лучистый теплообмен) — это процесс распространения энергии путем электромагнитных волн. Тепловое излучение представляет собой сложную форму двойного преобразования энергии: нагретое тело излучает энергию в виде электромагнитных колебаний, другое тело поглощает энергию и нагревается.

Обычно теплообмен между телами совершается всеми тремя способами одновременно. Сочетание их может быть самым разнообразным. При этом один способ может преобладать над другим в зависимости от условий, в которых происходит теплообмен. Так, например, при нагреве воды в паровом котле тепло горячих газов, находящихся в топке, передается внешней поверхности стенки котла всеми тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением. Затем тепло от внешней поверхности котла теплопроводностью передается его внутренней поверхности. И, наконец, от внутренней поверхности котла тепло передается воде теплопроводностью (частично) и конвекцией.

Процессы теплообмена в теплотехнических устройствах могут протекать как при установившемся (стационарном), так и при не установившемся (нестационарном) режимах. *Стационарным* (установившимся) *тепловым режимом* называют режим, при котором температура в любой точке тела не зависит от времени. Обычно стационарному режиму предшествует нестационарный, во время которого прогревается все тело.

Процессы, протекающие в условиях *нестационарного режима* (процессы нагрева и охлаждения металла, распространение тепла в металлургических печах периодического действия, разогрев и остывание печей и т. п.), весьма сложны, и их рассмотрение не входит в программу данного курса. Поэтому здесь рассмотрены процессы теплообмена в стационарном тепловом режиме.

Глава XII

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

§ 1. Основные понятия

Передача тепла теплопроводностью происходит без передвижения массы тела, а с помощью молекул более нагретой части тела, которые сталкиваются при своем движении с соседними молекулами менее нагретой части тела и передают им избыток своей кинетической энергии. Такая передача тепла молекулами (молекулярный перенос энергии) происходит до тех пор, пока кинетическая энергия всех молекул тела не станет одинаковой. К этому времени температура во всех точках тела тоже станет одинаковой.

Такой способ теплообмена происходит в основном в твердых телах как внутри одного тела, так и между двумя телами при их плотном соприкосновении друг с другом. Теплопроводность может осуществляться также и через слой жидкости или газа. Однако газ и жидкость (исключая расплавленные металлы) являются очень плохими проводниками тепла.

§ 2. Передача тепла теплопроводностью через стенку

Плоская однослойная стенка. На рис. 12-1 показана однослойная стенка толщиной δ из однородного материала (из кирпича, металла, дерева или из любого другого материала). Тепло подводится к поверхности стенки и под действием разности температур $t_1 > t_2$ распространяется теплопроводностью к противоположной поверхности. Общее количество тепла Q , которое пройдет через поверхность стенки, равную F , за промежуток времени τ , определяется уравнением основного закона распространения тепла путем теплопроводности

$$Q = F\tau\lambda \frac{t_1 - t_2}{\delta} \text{ дж}, \quad (12-1)$$

где λ — коэффициент пропорциональности;

$t_1 - t_2$ — разность температур на поверхностях стенки, которую называют *температурным напором*;

δ — толщина стенки.

Уравнение (12-1) выражает *закон Фурье*.

Решив уравнение (12-1) относительно коэффициента λ , установим его физический смысл

$$[\lambda] = \left[\frac{Q\delta}{F\tau(t_1 - t_2)} \right] = \left[\frac{\text{дж} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}} \right] = \left[\frac{\text{дж}}{\text{сек} \cdot \text{м} \cdot \text{град}} \right] = \left[\frac{\text{вт}}{\text{м} \cdot \text{град}} \right].$$

Если в формуле (12-1) принять $F = 1 \text{ м}^2$, $\delta = 1 \text{ м}$, $\tau = 1 \text{ сек}$ и $t_1 - t_2 = 1^\circ$, то коэффициент λ будет численно равен общему количеству тепла Q , т. е.

$$\lambda = Q.$$

Из последнего равенства видно, что коэффициент пропорциональности λ является физическим параметром вещества. Он характеризует способность вещества проводить тепло и называется *коэффициентом теплопроводности*.

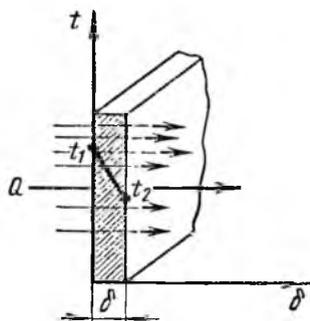


Рис. 12-1. Передача тепла теплопроводностью через плоскую однослойную стенку

Следовательно, величина коэффициента теплопроводности λ определяет количество тепла, проходящее за 1 сек через 1 м² поверхности при толщине тела 1 м и при разности температур на крайних поверхностях 1°.

Чем больше коэффициент λ , тем лучшим проводником тепла является вещество. Этот коэффициент зависит от природы вещества и от температуры, при которой происходит теплообмен.

В зависимости от изменения температуры значения λ для разных материалов изменяются по-разному. Так, например, при повышении температуры величина λ чистых металлов падает, а λ сплавов, строительных и изоляционных материалов растет. В технических расчетах величину коэффициента теплопроводности λ обычно принимают постоянной соответственно среднему значению интервала температур.

Хорошим проводником тепла являются металлы, плохим — сухой неподвижный воздух. Легкие пористые материалы плохо проводят тепло, так как их поры заполнены воздухом. Материалы, λ которых имеют значения меньше 0,2 вт/м·град, называют теплоизоляционными. Вода обладает плохой теплопроводностью, однако коэффициент теплопроводности влажного материала резко увеличивается по сравнению с теплопроводностью его в сухом состоянии. Это объясняется тем, что вода в 20—25 раз лучше проводит тепло, чем воздух. Поэтому заполнение пор тела водой резко понижает его теплоизоляционные свойства.

Значение коэффициента теплопроводности λ для каждого тела находят экспериментально. Результаты сводят в таблицы, которыми пользуются при расчетах. Значения λ для некоторых материалов приведены ниже*.

Наименование материала	λ , вт/м·град	Наименование материала	λ , вт/м·град
Металлы:		Изолирующие материалы:	
серебро	410	асбест	0,15—0,2
медь	360	плита из пробки, вой-	
сталь	17—45	лока и торфа	0,05—0,1
чугун	45—55	опилки	0,07
алюминий	200—230	Различные твердые ма-	
Строительные материалы:		териалы:	
бетон	1,3	котельная накипь . .	0,7—2,3
кирпичная кладка . .	0,75	уголь	0,12—0,22
шамотный кирпич . .	1,1—1,4	снег свежавывавший .	0,1
стекло обыкновенное .	0,75	снег уплотненный . .	0,5
штукатурка	0,7—0,9	шлак котельный . . .	0,3

* Литвин А. М. Теоретические основы теплотехники. Изд-во «Энергия». М.—Л., 1964, стр. 232.

Закон Фурье (12-1) определяет все количество тепла Q , прошедшее через поверхность F за время τ . Если количество тепла Q отнести к единице времени и к единице поверхности, то будет получена *поверхностная плотность теплового потока*, которую обозначают буквой q

$$q = \frac{Q}{F\tau} = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) = \left[\frac{\text{вт} \cdot \text{град}}{\text{м} \cdot \text{град} \cdot \text{м}} \right] = \left[\frac{\text{вт}}{\text{м}^2} \right]. \quad (12-2)$$

Поверхностную плотность теплового потока q сокращенно называют *плотностью теплового потока* или *удельным тепловым потоком*.

Величину $\frac{\lambda}{\delta} \text{вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$ называют *тепловой проводимостью стенки*.

Равенство (12-2) можно переписать в другом виде

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{\delta}{\lambda}}. \quad (12-3)$$

Отношение $\frac{\delta}{\lambda} (\text{м}^2 \cdot \text{град})/\text{вт}$, т. е. отношение толщины стенки к коэффициенту теплопроводности, представляет собой *термическое сопротивление стенки*.

Из равенства (12-3) видно, что удельный тепловой поток прямо пропорционален перепаду температур и обратно пропорционален термическому сопротивлению стенки. Действительно, чем больше знаменатель дроби в уравнении (12-3), т. е. $\frac{\delta}{\lambda}$, тем меньше плотность теплового потока q . Следовательно, с увеличением толщины стенки δ или с уменьшением теплопроводности λ увеличивается дробь $\frac{\delta}{\lambda}$ и уменьшается плотность теплового потока q .

Плоская многослойная стенка. В практике большое значение имеет процесс передачи тепла через плоскую стенку, состоящую из нескольких слоев материала с различной теплопроводностью. Так, например, металлическая стенка парового котла покрытая с внешней стороны сажей, а с внутренней накипью, представляет собой трехслойную стенку. Стенка металлического бака, покрытая слоем тепловой изоляции, является двухслойной стенкой и т. п.

Рассмотрим процесс передачи тепла теплопроводностью через плоскую многослойную (трехслойную) стенку (рис. 12-2). Каждый слой такой стенки имеет свою толщину δ , свой коэффициент теплопроводности λ и свои температуры на границах слоев.

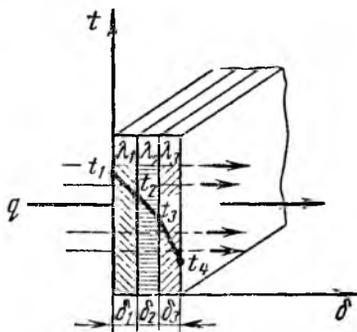


Рис. 12-2. Передача тепла теплопроводностью через плоскую многослойную стенку

Процесс передачи тепла теплопроводностью через многослойную стенку рассматривается при стационарном режиме, поэтому удельный тепловой поток q , проходящий через каждый слой стенки, по величине постоянен и для всех слоев одинаков, но на своем пути он преодолевает различное термическое сопротивление $\frac{\delta}{\lambda}$ каждого слоя стенки. Поэтому на основании формулы (12-3) для каждого слоя можно написать:

$$\left. \begin{aligned} q &= \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_1 - t_2), \\ q &= \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_2 - t_3), \\ q &= \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_3 - t_4). \end{aligned} \right\}$$

Из этих равенств можно определить изменение температуры в каждом слое:

$$\left. \begin{aligned} t_1 - t_2 &= q \frac{\delta_1}{\lambda_1}, \\ t_2 - t_3 &= q \frac{\delta_2}{\lambda_2}, \\ t_3 - t_4 &= q \frac{\delta_3}{\lambda_3}. \end{aligned} \right\} \quad (12-4)$$

Складывая левые и правые части равенств (12-4), получим полный температурный напор, состоящий из суммы изменений температуры в каждом слое,

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

где $t_1 - t_4$ — разность температур крайних поверхностей.

Из последнего соотношения можно определить величину удельного теплового потока q , проходящего через многослойную стенку,

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} \quad (12-5)$$

Из уравнения (12-5) следует, что общее термическое сопротивление многослойной стенки равно сумме термических сопротивлений каждого слоя.

Из равенств (12-4) можно вычислить неизвестные температуры t_2 и t_3 .

Распределение температуры в каждом слое подчиняется линейному закону, что видно из равенства (12-4). Однако для многослойной стенки в целом температурная кривая представляет собой ломаную линию (на рис. 12-2 линия $t_1 - t_4$).

Формулами, полученными для многослойной стенки, можно пользоваться при условии хорошего теплового контакта между слоями. Если между слоями появится хотя бы небольшой воздушный зазор, то термическое сопротивление заметно увеличится, так как теплопроводность воздуха очень мала ($\lambda_{\text{возд}} = 0.023 \text{ вт}'\text{м}\cdot\text{град}$). Если наличие такого слоя неизбежно, то при расчетах он рассматривается как один из слоев многослойной стенки.

Ц и л и н д р и ч е с к а я
с т е н к а. Поверхности стенок тепловых машин и теплообменных аппаратов часто ограничены двумя concentрично расположенными цилиндрическими поверхностями (трубы, корпуса аппаратов, цилиндры двигателей и т. п.). Передача тепла теплопроводностью в цилиндрической стенке происходит по тем же законам, что и в плоской. Различие заключается лишь в том, что у плоской стенки поверхности одинаковы, а у цилиндрической — внутренняя поверхность всегда меньше наружной. Чем толще стенка цилиндра, т. е. чем больше разность между внутренним и внешним диаметрами, тем больше разность площадей внешней и внутренней поверхности.

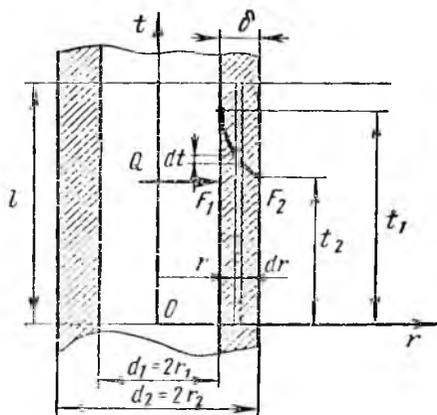


Рис. 12-3. Передача тепла теплопроводностью через цилиндрическую однослойную стенку

На рис. 12-3 показан отрезок трубы длиной l . Внутренняя и внешняя цилиндрические поверхности трубы F_1 и F_2 имеют температуры соответственно t_1 и t_2 . Температура уменьшается в радиальном направлении от t_1 к t_2 . Тепловой поток Q направлен изнутри наружу по нормали к поверхности трубы (по радиусам ее сечений). Величина его остается одинаковой для всех слоев стенки. Внутренний и наружный диаметры трубы равны соответственно d_1 и d_2 .

Для того чтобы воспользоваться формулой Фурье (12-1), выведенной для плоской стенки, выделим внутри стенки элементарный цилиндрический слой толщиной dr . Тогда этот выделенный слой можно рассматривать как плоскую стенку. Ее крайние поверхности, через которые за время τ проходит тепловой поток, можно считать равными, а разность температур dt между ними — бесконечно малой.

Для элементарного слоя формула (12-1) будет иметь вид

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} F \tau.$$

Обозначим длину трубы l , а радиус трубы в той части, где взят слой толщиной dr , обозначим через r . Тогда в формуле Фурье значение F можно заменить выражением $2\pi r l$. Приняв $l = 1$ м и $\tau = 1$ сек, получим тепловой поток q' , отнесенный к 1 м длины трубы,

$$q' = -\lambda \frac{dt}{dr} 2\pi r,$$

откуда

$$dt = -\frac{q'}{2\pi\lambda} \frac{dr}{r}. \quad (12-6)$$

Из равенства (12-6) видно, что температура в слоях трубы уменьшается с увеличением радиуса r слоя. При этом температура по толщине цилиндрической стенки (трубы) изменяется по криволинейному закону. Проинтегрировав равенство (12-6) и сделав ряд преобразований, получим формулу для определения теплового потока (отнесенного к 1 м длины трубы) цилиндрической стенки

$$q' = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} \text{ вт/м}. \quad (12-7)$$

Тепловой поток q' , отнесенный к единице длины трубы, имеет размерность вт/м и называется *линейной плотностью теплового потока*.

Знаменатель дроби правой части равенства (12-7) называется *линейным термическим сопротивлением* и обозначается R_λ .

$$R_\lambda = \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \text{ м} \cdot \text{град/вт}. \quad (12-8)$$

Из формулы (12-8) видно, что определение термического сопротивления R_λ для цилиндрической стенки достаточно сложно. Поэтому термическое сопротивление цилиндрической стенки для приближенного расчета определяют по более простой формуле плоской стенки

$$R'_\lambda = \frac{\delta}{\lambda}. \quad (12-9)$$

Чем меньше отношение диаметров $\frac{d_2}{d_1}$, тем меньше ошибка в вычислении термического сопротивления по упрощенной формуле (12-9). Установлено, что при отношении $\frac{d_2}{d_1} = 2$ формула (12-9) дает ошибку, равную 4%, а при $\frac{d_2}{d_1} = 1,5$ ошибка уменьшается до 1,4%.

Обычно в трубчатых теплообменных аппаратах отношение диаметров труб не превышает 1,5. Поэтому в таких случаях при расчете теплопроводности можно пользоваться формулами для плоской стенки.

§ 1. Основные понятия

Под *конвекцией* подразумевается такой вид теплообмена, при котором перенос энергии осуществляется частицами перемещающейся жидкости или газа (среды). Поэтому интенсивность конвективного теплообмена между поверхностью твердого тела и средой обусловлена скоростью движения среды.

Характер движения жидкости определяется причиной возникновения движения и режимом движения.

По причине возникновения различают два вида движения: свободное и вынужденное.

Свободное движение (тепловое) возникает в неравномерно прогретой жидкости. Возникающая при этом разность температур способствует появлению различных плотностей и всплыванию менее плотных (более легких) элементов жидкости, что вызывает движение. В этом случае свободное движение называют *естественной*, или *тепловой*, *конвекцией*.

Так, например, теплообмен между внутренним и внешним стеклами оконной рамы осуществляется естественной конвекцией (при условии, что расстояние между стеклами достаточно для циркуляции воздуха). Если температура внутреннего стекла (рис. 13-1) имеет значение t_1 , а внешнего — t_2 , и при этом $t_1 > t_2$, то конвективный теплообмен внутри рамы будет протекать по следующей схеме: частицы воздуха, соприкасаясь с более нагретой поверхностью внутреннего стекла (имеющего температуру t_1), нагреваются. Их плотность уменьшится и, таким образом, тепловые частицы поднимутся вверх, оттесняя вправо и вниз более холодные, а значит, и более плотные частицы воздуха. В то же время нагретые частицы, отдав тепло правому (наружному) стеклу, снова станут более плотными и опустятся вниз. Так, благодаря разным плотностям воздуха соответственно его температуре, внутри оконной рамы создается круговая циркуляция тепловых и холодных его потоков, как показано стрелками на рис. 13-1.

Вынужденное движение жидкости при теплообмене обусловлено действием посторонних возбудителей: вентиляторов, насосов и т. п. С их помощью можно создавать большие скорости движения среды или изменять их в широких пределах и тем самым регулировать интенсивность теплообмена.

По режиму движение жидкости может быть ламинарным или турбулентным.

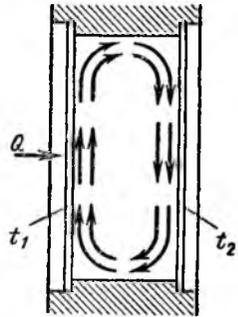


Рис. 13-1. Конвективная передача тепла внутри оконной рамы

Ламинарным называют такое движение, при котором вся масса жидкости движется параллельными, не смешивающимися струйками. Такое движение обычно наблюдается при малых скоростях*

Турбулентным называют такое движение жидкости, при котором, кроме главного направления движения вдоль оси потока (трубопровода), частицы жидкости совершают еще и поперечные вихревые перемещения, создающие перемешивание жидкости.

При ламинарном движении теплообмен между потоком жидкости и поверхностью стенки осуществляется только путем теплопроводности. Ввиду того что теплопроводность жидкости (за исключением жидких металлов) очень мала, теплообмен при ламинарном движении всегда меньше, чем при турбулентном.

При турбулентном движении, как и при ламинарном, скорость движения жидкости у стенки принято считать равной нулю (граничащие со стенкой частицы жидкости остаются неподвижными). Ближайший к стенке очень тонкий слой жидкости движется ламинарно. Его называют *пограничным ламинарным слоем* или *ламинарным подслоем*. В нем перенос тепла совершается только теплопроводностью. Этот слой отделяет основной турбулентный поток от поверхности тела и, несмотря на свою малую толщину, создает довольно значительное термическое сопротивление.

Таким образом, при турбулентном движении тепло внутри потока распространяется перемешиванием почти всей массы жидкости, за исключением пограничного слоя. Поэтому теплообмен при турбулентном течении отличается большей интенсивностью, чем при ламинарном.

С увеличением скорости движения среды толщина, а следовательно, и термическое сопротивление пограничного слоя уменьшаются, и это приводит к увеличению интенсивности теплообмена.

Следует отметить, что передача тепла конвекцией всегда сопровождается передачей тепла теплопроводностью. Поэтому эти два способа теплообмена объединяются в понятие *теплообмена соприкосновением*, или *теплоотдачи соприкосновением*. Кратко этот способ теплообмена называют *теплоотдачей*.

Количество тепла, переданное соприкосновением, определяется по формуле Ньютона—Рихмана

$$Q = \alpha \tau F (t_{ж} - t_{ст}) \text{ дж}, \quad (13-1)$$

где F — поверхность стенки, m^2 ;
 τ — продолжительность теплообмена, $сек$;
 $t_{ж}$ и $t_{ст}$ — температуры жидкости и стенки, $град$;
 α — коэффициент теплоотдачи соприкосновением.

Приняв $F = 1 m^2$, а $\tau = 1 сек$, получим плотность теплового потока

$$q = \alpha (t_{ж} - t_{ст}) \text{ вт}/m^2. \quad (13-2)$$

* Подробней о режимах движения см. § 4 гл. XXVII.

или

$$q = \frac{t_{ж} - t_{ст}}{\frac{1}{\alpha}}$$

Величину $\frac{1}{\alpha}$, обратную коэффициенту теплоотдачи, называют *термическим сопротивлением теплоотдаче*.

Решив уравнение (13-2) относительно коэффициента теплоотдачи, определим его значение

$$\alpha = \frac{q}{t_{ж} - t_{ст}} \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}). \quad (13-3)$$

Из равенства (13-3) следует, что коэффициент теплоотдачи α есть плотность теплового потока q , огнесенная к разности температур поверхности тела и окружающей среды.

При температурном напоре, равном ($t_{ж} - t_{ст} = 1^\circ$), коэффициент теплоотдачи численно равен плотности теплового потока

$$\alpha = q.$$

Теплоотдача — сложный процесс. Коэффициент теплоотдачи α является основной характеристикой этого процесса. Он зависит от большого количества факторов, обуславливающих процесс теплоотдачи, важнейшими из которых являются:

- 1) физические свойства жидкости (плотность, вязкость, теплоемкость, теплопроводность и др.);
- 2) геометрические формы и физические свойства твердой поверхности, омываемой жидкостью;
- 3) характер и скорость движения жидкости и условия обтекания ею поверхности твердого тела.

Поэтому при подсчете количества тепла, переданного соприкосновением, наиболее трудным вопросом является определение значения коэффициента теплоотдачи α . Его определяют, применяя методы *теории подобия*, разработанные советскими учеными М. В. Кирпичевым, А. А. Гухманом, М. А. Михеевым и др.

§ 2. Общие понятия о теории подобия

Термин *подобие* заимствован из геометрии. Рассмотрим принцип подобия на примере геометрических фигур. На рис. 13-2 изображены два подобных треугольника. Как известно из геометрии, у подобных треугольников их соответственные углы равны, а отношение сходственных сторон есть одно и то же постоянное число,

т. е.

$$\frac{l_1''}{l_1'} = \frac{l_2''}{l_2'} = \frac{l_3''}{l_3'} = c_l, \quad (13-4)$$

где l_1', l_2', l_3' — линейные размеры одной фигуры;

l_1'', l_2'', l_3'' — сходственные линейные размеры другой фигуры, подобной первой;

c_l — константа подобия, или множитель подобного преобразования.

Умножая стороны (или другие элементы) основной фигуры на величину константы c_l , которой можно придавать любые произвольные,

но одинаковые для соответствующих элементов фигур значения, можно получить группу подобных фигур.

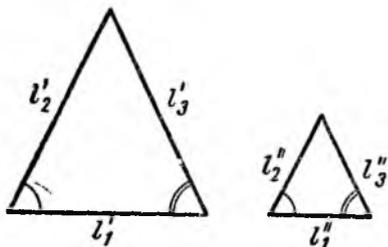


Рис. 13-2. Геометрически подобные треугольники

При таком построении группы фигур не происходит искажения их геометрической формы и каждая фигура отличается от другой только масштабом. При этом каждой точке одной фигуры всегда соответствует сходственная точка другой фигуры.

Все сказанное относится не только к плоским фигурам, но и к пространственным системам. Более того, условия подобия могут быть записаны и для многих физических процессов. Подобие физических процессов означает подобие всех величин, характеризующих рассматриваемое явление. При этом подобные явления всегда должны протекать в геометрически подобных системах.

С помощью теории подобия размерные физические величины объединяют в безразмерные комплексы. Полученные безразмерные комплексы рассматривают как новые переменные величины.

Теория подобия устанавливает условия, при которых результаты лабораторных исследований можно распространить на другие явления, подобные рассматриваемому. Таким образом, теория подобия является важным подспорьем для теоретических обобщений результатов исследований.

Условие подобия двух явлений может быть записано в таком виде:

$$\frac{\Phi_1'}{\Phi_1''} = \frac{\Phi_2'}{\Phi_2''} = \dots = c_\Phi, \quad (13-5)$$

где c_Φ — константа подобия;

Φ — любая физическая величина, которая оказывает влияние на данное явление.

Так, например, при конвективном теплообмене коэффициент теплоотдачи соприкосновением α зависит от группы физических величин — скорости ω , плотности ρ , коэффициента кинематической вязкости ν и т. п. Поэтому два процесса конвективного теплообмена будут подобны, если во всех сходственных точках обеих систем эти физические величины подобны.

Обозначив физические величины одной системы штрихом ($'$), а другой — двумя штрихами ($''$), можно на основании равенства (13-5) записать условие подобия для конвективного теплообмена соприкосновением

$$\frac{w''}{w'} = c_w; \quad \frac{\rho''}{\rho'} = c_\rho; \quad \frac{\nu''}{\nu'} = c_\nu; \dots \quad (13-6)$$

Подстрочный индекс при каждой константе подобия определяет, к какой величине она относится.

Если рассматриваемая величина, например скорость, является вектором, то, как это вытекает непосредственно из геометрического понятия о подобии, сходственные векторы для обоих сравниваемых процессов должны быть одинаково ориентированы в пространстве.

Рассмотрим два подобных процесса теплообмена соприкосновением. Как уже упоминалось, теплоотдача соприкосновением включает в себя две формы теплообмена — теплопроводность и конвекцию. На участке ламинарного подслоя тепло от жидкости к стенке передается только теплопроводностью и может быть подсчитано по формуле Фурье (12-2). Это же количество тепла, переданное стенке конвекцией, подсчитывается по формуле Ньютона (13-2).

Примем, что система уравнений первого процесса теплообмена характеризуется значениями параметров со значком штрих ($'$), а вторая, подобная ей система уравнений второго процесса теплообмена, — значком два штриха ($''$). Тогда соответственно для каждого процесса теплообмена можно по формулам (12-2) и (13-2) определить удельные тепловые потоки q' и q'' .

Для первого процесса:

$$\left. \begin{aligned} q' &= \frac{\lambda'}{l'} (t'_{ж} - t'_{ст}), \\ q' &= \alpha' (t'_{ж} - t'_{ст}). \end{aligned} \right\} \quad (13-7)$$

Для второго процесса:

$$\left. \begin{aligned} q'' &= \frac{\lambda''}{l''} (t''_{ж} - t''_{ст}), \\ q'' &= \alpha'' (t''_{ж} - t''_{ст}). \end{aligned} \right\} \quad (13-8)$$

где l' и l'' — толщины ламинарных подслоев жидкости;
 λ' и λ'' — теплопроводности ламинарных слоев.

В равенстве (13-7) левые части равны между собой, следовательно, равны и правые части. Откуда для первого процесса

$$\frac{\lambda'}{l'} = \alpha' \quad \text{или} \quad \frac{\alpha' l'}{\lambda'} = 1. \quad (13-9)$$

Точно так же из уравнений (13-8) для второго процесса:

$$\frac{\lambda''}{l''} = \alpha'' \quad \text{или} \quad \frac{\alpha'' l''}{\lambda''} = 1. \quad (13-10)$$

Сравнивая формулы (13-9) и (13-10), можно получить

$$\frac{\alpha' l'}{\lambda'} = \frac{\alpha'' l''}{\lambda''} = \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{idem}^*.$$

Эти равенства представляют комплекс безразмерных величин, характеризующих подобие первого и второго процессов теплоотдачи. Эти величины для всех подобных между собой процессов сохраняют одно и то же числовое значение.

Комплексы такого типа называют *критериями подобия*. Им присвоены имена ученых, внесших значительный вклад в развитие наук о теплопередаче или гидродинамике. Критерии обозначают символами, состоящими из начальных букв фамилий ученых. Критерии, не имеющие таких общепринятых названий, обозначают буквой K .

Критерий теплоотдачи (13-11) называют *критерием Нуссельта* (Nu)

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}. \quad (13-11)$$

Этот критерий характеризует интенсивность процесса теплообмена между твердой стенкой и окружающей ее жидкой средой. Зная числовое значение критерия Nu , можно вычислить основную искомую величину α — коэффициент теплоотдачи. Для этого нужно решить уравнение (13-11) относительно α .

При решении задач конвективного теплообмена, кроме критерия Нуссельта, применяют еще ряд критериев, полученных из уравнений гидродинамики и теплопередачи. Рассмотрим наиболее часто встречающиеся из них.

Критерий Рейнольдса Re :

$$Re = \frac{wl}{\nu}, \quad (13-12)$$

где w — средняя скорость жидкости, $m/сек$;

ν — коэффициент кинематической вязкости жидкости, $m^2/сек$;

l — определяющий размер, m .

* Слово *idem* означает «одно и то же» или «то же самое».

Название «определяющий размер» введено здесь потому, что в различных задачах значение критерия Re обуславливается различными геометрическими размерами. Так, при течении жидкости вдоль плоской стенки при подсчете Re определяющим размером служит ее длина l ; при течении жидкости по каналу круглой формы (трубе) определяющим размером является внутренний диаметр трубы d . Если поперечное сечение канала не имеет круглой формы, за определяющий размер принимают некоторый эквивалентный диаметр $d_{э\kappa\text{в}}$, определяемый по формуле

$$d_{\text{э\kappa\text{в}}} = \frac{4F}{u} . \quad (13-13)$$

где F — площадь поперечного сечения канала, m^2 ;
 u — периметр поперечного сечения канала, m .

Критерий Рейнольдса Re определяет наиболее важные свойства течения жидкости. Из гидравлики известно, что критическое значение числа Рейнольдса для круглых труб равно

$$Re_{\text{кр}} \approx 2320 .$$

В случае когда $Re < 2320$, течение ламинарно, если же $Re > 2320$, течение турбулентно.

Чем больше значение Re (при $Re > Re_{\text{кр}}$), тем больше турбулентность течения. Чем больше турбулентность, тем интенсивнее возникающее в потоке поперечное беспорядочное движение и тем лучше перемешивается жидкость при течении. Усиление перемешивания жидкости приводит к разрушению части пограничного ламинарного подслоя, толщина которого убывает по мере возрастания Re , и соответственно уменьшается термическое сопротивление подслоя, а теплоотдача возрастает.

Чем больше Re , тем интенсивнее происходит теплообмен, т. е. тем большими становятся значения коэффициента теплоотдачи.

Так как скорость течения жидкости может изменяться в широких пределах, то также значительно будет изменяться критерий Re и соответственно в широких пределах будут изменяться значения α для одной и той же жидкости.

Значение критерия Re изменяется также в процессе самого теплообмена, так как по мере изменения температуры жидкости изменятся и ее вязкость. Таким образом, изменение критерия Re зависит не только от скорости течения, но и от температуры жидкости.

Все сказанное объясняет, почему нельзя принять для каждой жидкости и смеси в удобную для пользования таблицу какие-либо постоянные и вполне определенные значения коэффициента теплоотдачи α .

Критерий Прандтля Pr :

$$Pr = \frac{\nu}{a} , \quad (13-14)$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости, $m^2/сек$;
 a — коэффициент теплопроводности, $m^2/сек$.

Коэффициентом температуропроводности a называют отношение коэффициента теплопроводности λ среды к произведению ее теплоемкости c_p при постоянном давлении на плотность ρ , т. е.

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho} \text{ м}^2/\text{сек.}$$

Поэтому критерий Pr иногда записывают и в такой развернутой форме:

$$Pr = \frac{c_p \rho}{\lambda}.$$

Критерий Pr состоит лишь из одних физических параметров, которые характеризуют отдельные физические свойства среды, поэтому критерий Pr характеризует только физические свойства среды (жидкости или газа), участвующей в теплообмене.

Для газов одинаковой атомности критерий Pr считают постоянной величиной, не зависящей от температуры и давления.

Для одноатомных газов $Pr = 0,67$, двухатомных $Pr = 0,72$, трехатомных $Pr = 0,8$, четырехатомных и более $Pr = 1$.

Критерий Грасгофа Gr .

$$Gr = \frac{\beta g l^3 \Delta t}{\nu^2}, \quad (13-15)$$

где β — коэффициент объемного расширения среды, $1/\text{град}$;

g — ускорение силы тяжести, $\text{м}/\text{сек}^2$;

l — определяющий размер, м ;

Δt — абсолютная величина разности температур твердой поверхности и среды при теплообмене между ними;

ν — коэффициент кинематической вязкости, $\text{м}^2/\text{сек}$.

Критерий Грасгофа характеризует подъемную силу, возникающую в жидкой или газообразной среде, вследствие разностей температур и соответственно плотностей отдельных ее частей.

Рассмотрение формулы (13-15) показывает, что чем больше коэффициент объемного расширения среды β , разность температур Δt между элементами поверхности и среды, участвующей в теплообмене, и определяющий размер l , и чем меньше вязкость среды, тем быстрее может происходить естественное движение среды при теплообмене, т. е. тем интенсивнее происходит и теплообмен.

Сравнивая несколько различных жидкостей или газов с целью выбора наилучшей среды для теплообмена при естественном движении, можно утверждать, что теплообмен будет интенсивнее в той среде, для которой критерий Gr будет иметь большую величину.

Критерии подобия делят на два вида: определяющие и определяемые.

Определяющие критерии — это критерии, составленные из величин, определяющих характер процесса. Для процесса тепло-

отдачи такими критериями являются критерии Прандтля, Рейнольдса и Грасгофа.

Определяемые критерии — это критерии, в состав которых входит искомая величина. В задачах теплообмена искомой величиной обычно является α — коэффициент теплоотдачи, входящий в критерий Нуссельта, и поэтому критерий Nu относится к определяемым критериям.

Однако в зависимости от условий задачи определяемые критерии могут стать определяющими, и наоборот.

Для количественного определения любого процесса составляют *критериальные уравнения*, в которых каждый *определяемый* критерий является функцией совокупности всех *определяющих*. Критериальное уравнение, описывающее в общей форме процесс теплоотдачи, имеет вид

$$Nu = f(Re, Gr, Pr). \quad (13-16)$$

В условиях вынужденного турбулентного движения можно пренебречь влиянием свободного движения. Тогда из уравнения выпадет критерий Грасгофа и оно будет иметь более простой вид

$$Nu = f(Re, Pr). \quad (13-17)$$

При чисто свободном движении выпадает критерий Рейнольдса и тогда уравнение записывается так:

$$Nu = f(Gr, Pr). \quad (13-18)$$

В тех случаях когда трудно изучать процесс в определенных конкретных условиях, его заменяют другим, подобным ему процессом. При этом основной заменяемый процесс называют образцом, а другой, ему подобный (подвергаемый экспериментальному исследованию), — *моделью*.

Таким образом, *моделированием* называют *метод замещения образца моделью*.

Впервые теория подобия к изучению тепловых процессов на моделях была применена академиком М. В. Кирпичевым в 1923 г.

Метод моделирования широко применяют при изучении сложных физических явлений и при проектировании сложных дорогостоящих машин, аппаратов и сооружений. С помощью моделирования можно изучать работу как существующих, так и вновь проектируемых тепловых устройств.

§ 3. Теплоотдача при свободном движении

Как уже указывалось (§ 1 данной главы), свободное движение жидкости обусловлено разностью температур. Это означает, что свободное движение может возникнуть и может поддерживаться только при наличии теплообмена. При этом чем интенсивней тепло-

обмен, тем интенсивнее и движение среды. Таким образом, конвекция может осуществляться только в жидкой среде, так как конвективный перенос тепла неразрывно связан с передвижением самой среды.

При конвективном теплообмене нагретые частицы совершают восходящее движение навстречу опускающимся сверху холодным частицам. При этом возникает сложное беспорядочное движение, в котором сталкиваются восходящие и нисходящие потоки.

Процесс теплообмена при свободном движении наблюдается во многих тепловых устройствах.

На рис. 13-3 приведена схема движения воздуха около нагретой вертикальной трубы. В нижней части трубы тонкий слой теплоносителя, непосредственно прилегающий к поверхности трубы, поднимается вверх с небольшой скоростью, образуя ламинарный поток. Затем толщина потока постепенно увеличивается за счет прогретых и вовлеченных в движение частиц теплоносителя. При этом скорость возрастает, ламинарный режим движения нарушается, а для чисто турбулентного режима скорость еще недостаточно велика. Такой режим течения называют *переходным (локонообразным)*. Переходное движение неустойчиво, оно сменяется турбулентным, которое сохраняется на всем протяжении трубы.

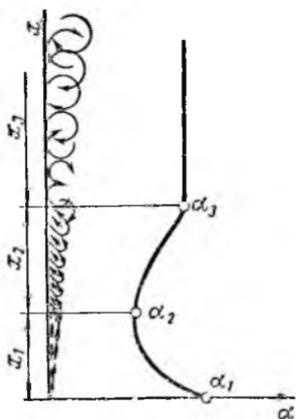


Рис. 13-3. Движение воздуха вдоль вертикальной горячей трубы:

x_1 — зона ламинарного движения; x_2 — зона переходного (локонообразного) движения; x_3 — зона вихревого турбулентного движения

В зависимости от изменения характера движения теплоносителя изменяется и значение коэффициента теплоотдачи α . На участке x_1 (ламинарное движение) коэффициент теплоотдачи α_1 убывает по высоте трубы до значений α_2 . На участке x_2 (локонообразное течение) α_2 несколько увеличивается до значений α_3 , соответствующих турбулентному течению жидкости на участке x_3 . Далее (на участке турбулентного течения) коэффициент α_3 остается постоянным.

М. А. Михеев проанализировал обширные экспериментальные материалы по вопросам теплообмена и предложил ряд уравнений, позволяющих определять теплоотдачу для различных случаев теплообмена.

Предложенный М. А. Михеевым метод определения коэффициента теплоотдачи α при свободном движении основан на предварительном определении по его же формуле критерия Nu

$$Nu_m = c (Gr \cdot Pr)_m^n \quad (13-19)$$

Индекс m указывает, что физические константы, входящие в состав критериев, отнесены к температуре t_m , которую считают средней арифметической между температурами поверхности тела и жидкой среды,

$$t_m = \frac{t_n + t_{ж}}{2}.$$

Константы c и n зависят от интервала изменения аргумента $(Gr \cdot Pr)$. Из значения даны в табл. 13-1*.

Таблица 13-1

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

Формула (13-19) представляет собой частную форму общего критериального уравнения (13-16). Определив по формуле (13-19) значение критерия Nu и подставив его в уравнение (13-11), решенное относительно α , можно определить его числовое значение.

Рассмотрим пример расчета конвективного теплообмена, происходящего при свободном движении среды, применяя уравнение (13-19).

Пример. Определить потерю тепла в окружающую среду от неизолированного горячего вертикального трубопровода диаметром $d = 100$ мм и высотой 4 м, если температура поверхности трубы $t_n = 170^\circ \text{C}$, а температура среды, т. е. окружающего воздуха, $t_{ср} = 30^\circ \text{C}$.

1. Определим расчетную (среднюю) температуру t_m :

$$t_m = \frac{170 + 30}{2} = 100^\circ \text{C}.$$

2. В справочных таблицах** найдем значения необходимых для расчета параметров сухого воздуха при температуре $t_m = 100^\circ \text{C}$ и давлении $p = 1$ ат:

- коэффициент теплопроводности $\lambda = 0,0307$ вт/(м·град);
- коэффициент кинематической вязкости $\nu = 2,39 \cdot 10^{-5}$ м²/сек;
- критерий Прандтля $Pr = 0,72$.

3. Определим значение критерия Грасгофа для сухого воздуха при указанном давлении и разности температур $\Delta t = 170 - 30 = 140^\circ \text{C}$.

$$Gr_m = \beta \frac{d^3 g \Delta t}{\nu^2} = \frac{1}{273} \frac{(0,1)^3 \cdot 9,81 \cdot 140 \cdot 10^{10}}{(2,39)^2} = 8,85 \cdot 10^6.$$

* М и х е е в М. А. Основы теплопередачи. М.—Л., Госэнергоиздат, 1947, стр. 84.

** Такие таблицы можно найти в различных справочниках, например Справочник машиностроителя». Т. 2, стр. 142 (Машгиз, 1956).

4. Определим произведение критериев Gr и Pr

$$(Gr \cdot Pr)_m = 8,85 \cdot 10^6 \cdot 0,72 = 6,37 \cdot 10^6.$$

5. По формуле М. А. Михеева (13-19) определим значение критерия Нуссельта. Из табл. 13-1 определим значения коэффициентов c и n . Так как $5 \cdot 10^2 < (Gr \cdot Pr) < 2 \cdot 10^7$, то принимаем $c = 0,54$ и $n = 1/4$.

Подставив числовые значения, получим

$$Nu_m = c (Gr \cdot Pr)_m^n = 0,54 (6,37 \cdot 10^6)^{1/4} = 27,1.$$

6. Определим значение коэффициента теплоотдачи α_m из формулы (13-11)

$$\alpha_m = \frac{Nu \lambda_m}{d} = \frac{27,1 \cdot 0,0307}{0,1} = 8,30 \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

7. Потеря тепла из трубы в окружающий воздух составит в 1 сек

$$q = \alpha F (t_{\text{т}} - t_{\text{с}}) = 8,30 \cdot 3,14 \cdot 0,1 \cdot 4 (170 - 30) = 1446 \text{ вт}.$$

§ 4. Теплоотдача при вынужденном движении

При вынужденном движении интенсивность теплоотдачи определяется главным образом характером движения среды (жидкости или газа). На практике чаще всего встречается турбулентное движение, при котором коэффициент теплоотдачи α значительно больше, чем при ламинарном.

При возрастании числа Re, т. е. при увеличении турбулентности движения, уменьшается толщина пограничного слоя, а чем тоньше этот слой, тем меньше его термическое сопротивление и тем интенсивнее происходит теплообмен между жидкостью и стенкой.

Теплообмен в большой степени зависит также от формы поверхности, омываемой средой. В системах, имеющих простую и хорошо обтекаемую форму, поток среды нигде не отделяется (не отрывается) от омываемой поверхности. Такое течение называют *безотрывным*.

Если же система имеет поверхности с резко изменяющейся кривизной или каналы с резкими изменениями сечения, крутыми поворотами и т. п., то в некоторых плохо обтекаемых местах поток отрывается от поверхности. При этом в зоне отрыва потока между ним и поверхностью образуются застойные области (мешки), в которых течение замедленно и интенсивность теплообмена снижена.

При вынужденном ламинарном течении среды некоторое влияние на повышение интенсивности теплообмена оказывает также и естественная конвекция, зависящая как от разности температур жидкости и омываемой ею стенки, так и от разности температур между отдельными частями объема жидкости.

В общей форме условия такого теплообмена описываются, как уже упоминалось, критериальным уравнением (13-16). В это урав-

нение входит критерий Рейнольдса (Re), определяющий интенсивность вынужденного движения, критерий Прандтля (Pr), определяющий физические свойства среды, и критерий Грасгофа (Gr), определяющий интенсивность естественного движения.

Теплообмен в трубах при ламинарном течении. Для расчета теплообмена при вынужденном ламинарном движении жидкости в горизонтально расположенных трубах применяют формулу М. А. Михеева, являющуюся частным случаем общего критериального уравнения (13-16)

$$Nu = 0,74 (Re \cdot Pr)_m^{0,2} (Gr \cdot Pr)_m^{0,1} \epsilon_l, \quad (13-20)$$

где ϵ_l — поправка, учитывающая отношение длины трубы l к ее диаметру d .

Значения ϵ_l в зависимости от величины $\frac{l}{d}$ приведены в табл. 13-2.

Таблица 13-2

$\frac{l}{d}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50 и более
ϵ_l	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,0

Формула (13-20) справедлива для вынужденного ламинарного течения при значениях: $Re < 2300$, $2 \leq Pr \leq 12$ и $6,7 \cdot 10^4 < Gr < 3,6 \cdot 10^6$.

В случае вертикального расположения труб для приближенного учета влияния на теплообмен естественной конвекции в расчет вводят одну из двух следующих поправок:

а) для случая когда направление вынужденного и направление свободного движения среды совпадают, значение Nu, полученное по формуле (13-20), уменьшают на $\sim 15\%$.

б) для случая когда свободное движение жидкости (среды) направлено навстречу вынужденному движению, полученное при расчете значение Nu увеличивают на 15% .

В формуле (13-20) принимают, что определяющим размером является внутренний диаметр трубы, а определяющей температурой — средняя температура

$$t_m = \frac{t_n + t_{cp}}{2},$$

где t_n — температура поверхности (стенки трубы);

t_{cp} — температура среды (жидкости или газа).

Температура среды t_{cp} определяется как среднее арифметическое значений начальной t_1 и конечной t_2 температур среды

$$t_{cp} = \frac{t_1 + t_2}{2}.$$

Индекс m у произведений критериев в формуле (13-20) означает, что физические константы, входящие в состав критериев, отнесены к средней температуре t_m .

Теплообмен в трубах при турбулентном течении. Используя общую форму критериального уравнения (13-17), М. А. Михеев предложил для расчета теплоотдачи в трубах при турбулентном режиме течения следующую формулу:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_n} \right)^{0,25} \epsilon_l \quad (13-21)$$

где l — определяющий размер, равен внутреннему диаметру трубы;

$t_{cp} = \frac{t_{cp1} + t_{cp2}}{2}$ — определяющая температура среды (здесь t_{cp1} — температура среды до начала теплообмена, т. е. до входа ее в трубу, а t_{cp2} — температура среды после теплообмена, т. е. после выхода ее из трубы);

Pr_n — значение числа Прандтля для среды при температуре омываемой поверхности (температура стенки трубы);

ϵ_l — поправка, учитывающая отношение длины трубы l к ее диаметру d .

Значения поправки ϵ_l в зависимости от отношения $\frac{l}{d}$ и числа Re приведены в табл. 13-3.

Таблица 13-3

Re	ϵ_l при								
	$\frac{l}{d}=1$	$\frac{l}{d}=2$	$\frac{l}{d}=5$	$\frac{l}{d}=10$	$\frac{l}{d}=15$	$\frac{l}{d}=20$	$\frac{l}{d}=30$	$\frac{l}{d}=40$	$\frac{l}{d}=50$ и более
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1,0
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1,0
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1,0
10^5	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1,0

Формулы (13-20) и (13-21) могут применяться и при расчете теплоотдачи в трубах некруглого сечения. В этом случае определяющий диаметр подсчитывается по формуле (13-13).

Формула (13-21) справедлива для $10^4 < Re < 2 \cdot 10^6$ и для $0,7 < Pr < 200$.

Следует иметь в виду, что подсчет теплоотдачи по формулам (13-20) и (13-21) не дает правильного результата для области $2300 < Re < 10000$. В этих случаях для расчета приходится пользоваться опытными данными, полученными для условий теплоотдачи, близких к расчетным.

§ 1. Основные понятия

При любых температурах выше абсолютного нуля все тела обладают способностью выделять и поглощать лучистую энергию. Интенсивность излучения повышается с повышением температуры излучающих тел.

Если при низких температурах (примерно до 1000°C) преобладающую роль может играть теплообмен конвекцией и теплопроводностью, то при высоких температурах основным видом является лучистый теплообмен.

Процессы лучистого теплообмена получили широкое распространение в различных областях техники (в теплотехнике, ядерной и ракетной технике, металлургии и др.).

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии излучающего тела колебаниями электромагнитных волн. *Электромагнитными волнами* называют *электромагнитные возмущения*, исходящие из излучающего тела. Электромагнитные волны при поглощении другими телами вновь превращаются в тепловую энергию.

Возбудителями электромагнитных волн являются заряженные материальные частицы — электроны и ионы, входящие в состав вещества.

Лучистая энергия излучается и поглощается материальными телами не непрерывно, а отдельными порциями — квантами света, или фотонами. Испускаемый фотон представляет собой частицу, всегда движущуюся со скоростью света, обладающую энергией, количеством движения и массой. Попадание фотонов в вещество может сопровождаться процессами поглощения и последующего испускания энергии атомами и молекулами этого вещества в виде других фотонов.

Известно несколько видов электромагнитного излучения: γ -излучение, рентгеновское, ультрафиолетовое, видимое (световое), инфракрасное (тепловое) и радиоволновое. Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу и различаются только длиной волны.

Излучение различных тел зависит от природы тела, его температуры и состояния поверхности.

Большинство твердых и жидких тел излучают энергию всех длин волн в интервале от 0 до ∞ , т. е. эти тела имеют сплошной спектр излучения. К ним относятся непроводники и полупроводники электричества, а также различные металлы в окисленном состоянии. Некоторые тела излучают энергию с прерывистым спектром, т. е. только в определенных интервалах длин волн. К ним относятся чистые металлы и некоторые газы.

Различные тела обладают разной излучательной способностью. Излучательная способность E определяется количеством лучистой энергии Q , излучаемой при данной температуре единицей поверхности тела в единицу времени для всех длин волн от $\lambda=0$ до $\lambda = \infty$

$$E = \frac{Q}{F\tau} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{сек}, \quad (14-1)$$

где F — площадь излучающей поверхности;

τ — время излучения, сек.

Из всего количества лучистой энергии Q , попавшей на поверхность тела, часть ее Q_A поглощается телом, часть Q_R отражается от него, а часть Q_D пропускается сквозь тело, т. е.

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (a)$$

Поделив обе части равенства (a) на все количество лучистой энергии Q , получим

$$\frac{Q_A}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_D}{Q} = 1. \quad (14-2)$$

Обозначив отношения, стоящие в левой части равенства (14-2), через соответствующие буквы A , R и D , получим:

$A = \frac{Q_A}{Q}$ — коэффициент поглощения, характеризующий поглощательную способность тела;

$R = \frac{Q_R}{Q}$ — коэффициент отражения, характеризующий отражательную способность тела;

$D = \frac{Q_D}{Q}$ — коэффициент пропускания, характеризующий пропускательную способность тела.

Учитывая равенство (14-2), можно записать

$$A + R + D = 1. \quad (14-3)$$

Равенство (14-3) называют *уравнением теплового баланса энергии излучения*.

Если $A = 1$ (это значит, что $R = D = 0$), то тело поглощает все падающие на него лучи. Такое тело называют *абсолютно черным*. Абсолютно черных тел в природе нет. Нефтяная сажа наиболее близко по своим свойствам подходит к абсолютно черному телу, для нее $A = 0,9 \div 0,96$. Если поверхность поглощает все лучи, кроме световых, то она не воспринимается зрением как черное тело. Однако по своим лучистым свойствам она близка к абсолютно черному телу, поскольку имеет высокую поглощательную способность. Так, например, для снега и льда $A = 0,95 \div 0,98$.

Если $R = 1$ (т. е. $A = D = 0$), то тело отражает всю лучистую энергию. При этом если процессы отражения от поверхности подчиняются закону — *угол падения равен углу отражения*, — то по-

верхность тела называют *зеркальной*. Если же энергия отражается по всем направлениям, т. е. отражение диффузное, то поверхность тела называют *абсолютно белой*.

Тела, обладающие способностью испускать *лучистую энергию*, обязательно обладают *поглощательной способностью*.

Если $D = 1$ (т. е. $A = R = 0$), то тело пропускает все лучи и называется *абсолютно прозрачным* или *диатермичным**. Все одно- и двухатомные газы можно считать диатермичными телами. В противоположность им трехатомные и многоатомные газы являются телами, поглощающими и излучающими тепловую энергию.

Так же как в природе не существует абсолютно черных тел, также не существует и абсолютно белых и прозрачных тел. Реальные тела обладают лишь той или иной степенью черноты, зеркальности и прозрачности. Для всех реальных тел коэффициенты A , R и D всегда меньше единицы. Такие тела называют *серыми*.

§ 2. Основные законы теплового излучения

Закон Кирхгофа. *Отношение излучательной способности нагретого тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела, а является одинаковой для всех тел функцией температуры и частоты излучения.*

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E_0}{A_0} = \frac{E_0}{A_1} = C_{\text{изл}}, \quad (14-4)$$

где $C_{\text{изл}}$ — коэффициент излучения, характеризующий излучательную способность тела.

Величина коэффициента излучения $C_{\text{изл}}$ зависит от вещества тела, температуры и состояния его поверхности. Значение коэффициента $C_{\text{изл}}$ определяют опытным путем для каждого тела и результаты сводят в справочные таблицы.

Из закона Кирхгофа следует также, что *отношение коэффициента излучения серого тела C к его коэффициенту поглощения равно коэффициенту излучения абсолютно черного тела C_0^{**} при той же температуре*

$$\frac{C}{A} = C_0. \quad (14-5)$$

Отношение коэффициента излучения серого тела C к коэффициенту излучения C_0 абсолютно черного тела при той же температуре называют *относительной излучательной способностью* или *степенью черноты тела* и обозначают буквой ϵ

$$\epsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (14-6)$$

* Диатермичные — не воспринимающие тепло.

** Далее все величины, относящиеся к абсолютно черному телу, отмечаются индексом «ноль».

Так как $C_0 > C$, то всегда $\epsilon < 1$. Для многих тел степень черноты определена, и эти данные сведены в таблицы и помещены в специальных справочниках.

Сравнивая отношения (14-5) и (14-6), видим, что закон Кирхгофа устанавливает еще одно важное положение о том, что коэффициент поглощения A и степень черноты ϵ численно равны между собой

$$A = \epsilon. \quad (14-7)$$

Степень черноты ϵ зависит от состояния поверхности тела, его температуры, вещества материала и ряда других факторов.

Ниже, в таблице, приведены значения степени черноты полного излучения некоторых металлов*.

Материал и характер поверхности	t°, C	ϵ
Алюминий полированный	225—575	0,039—0,057
Алюминий шероховатый	26	0,055
Железо литое необработанное	925—1115	0,87 —0,95
Сталь окисленная шероховатая	40—370	0,94 —0,97
Золото тщательно полированное	225—625	0,018—0,035
Медь тщательно полированная	80	0,018
Серебро полированное чистое	225—625	0,0198—0,0324

Примечание. Две температуры и две степени черноты, указанные для некоторых металлов, означают, что первая степень черноты относится к первой температуре, а вторая — ко второй.

Закон Стефана — Больцмана. Энергия, излучаемая абсолютно черным телом, прямо пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры

$$E_0 = \sigma_0 T^4 \text{ вт/м}^2, \quad (14-8)$$

где $\sigma_0 = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{°K}^4)$ — константа излучения абсолютно черного тела.

Этот закон был установлен экспериментально Стефаном и в дальнейшем Больцманом был обоснован теоретически.

Обычно уравнение (14-8) записывают в виде

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ вт/м}^2, \quad (14-9)$$

где $C_0 = 5,7 \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{°K}^4)$ — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Закон Стефана—Больцмана применим также и к серым телам. У серых тел, так же как и у черных, собственное излучение пропорционально абсолютной температуре в четвертой степени. Однако их

* Теплотехнический справочник. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957, стр. 309.

излучательная способность меньше, чем излучательная способность абсолютно черных тел при той же температуре. Поэтому закон Стефана—Больцмана для серых тел будет

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ вт/м}^2, \quad (14-10)$$

где C — коэффициент излучения серого тела, $\text{вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}^4)$.

По закону Кирхгофа (14-6) $C = C_0 \epsilon$. Причем всегда степень черноты любого серого тела $\epsilon < 1$. Поэтому и коэффициент излучения любого серого тела всегда меньше коэффициента излучения абсолютно черного тела, т. е. $C < C_0$. Однако для разных тел значение коэффициента излучения серого тела C различно.

Теплообмен излучением отличается исключительной сложностью и зависит от большого числа факторов. Задача лучистого теплообмена между телами теоретически решена лишь для отдельных простых случаев.

Так, если в лучистом теплообмене участвуют две стенки, расположенные параллельно друг другу, то полное количество лучистого тепла Q_n , полученное поверхностью тела F_n за время τ , подсчитывают по формуле

$$Q_n = F_n \tau C \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \text{ дж}, \quad (14-11)$$

где C — приведенный коэффициент излучения системы тел, участвующий в теплообмене.

Приведенный коэффициент излучения может быть подсчитан по формуле

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_0}} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°K}^4}, \quad (14-12)$$

где C_1 и C_2 — коэффициенты излучения первого и второго тел;
 T_1 и T_2 — их температуры;

C_0 — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Термическое сопротивление R_n лучистому теплообмену, как и ранее, является обратной величиной коэффициенту излучения, т. е.

$$R_n = \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_0}. \quad (14-13)$$

§ 3. Излучение газов и паров

Для различных газов излучательная и поглощательная способность различна. Так, одно- и двухатомные газы (водород, кислород, азот, гелий и др.) практически прозрачны для теплового луча. Значительной излучательной и поглощательной способностью, имеющей

практическое значение, обладают трех- и многоатомные газы (углекислота CO_2 , водяной пар H_2O , аммиак NH_3 и др.).

Если твердые тела поглощают и излучают лучистую энергию только поверхностью, то газы — всем объемом и только в определенных интервалах длин волн $\Delta\lambda$. Их спектр излучения и поглощения имеет селективный (избирательный) характер. Это означает, что газы поглощают и излучают энергию только в определенных полосах, расположенных в различных частях спектра. В большей же части спектра газы являются прозрачными для теплового излучения. С увеличением температуры газа его излучательная и поглощательная способности повышаются.

Глава XV

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА И ПОНЯТИЕ О ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТАХ

§ 1. Теплопередача

Теплообмен между горячей и холодной средой через разделительную твердую стенку является одним из наиболее важных и часто используемых в технике процессов. Например, получение пара заданных параметров в котлоагрегатах основано на процессе передачи тепла от одного теплоносителя другому.

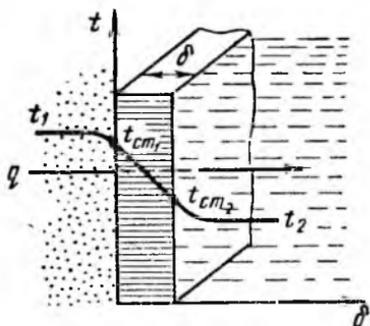


Рис. 15-1. Теплопередача через плоскую стенку от греющей среды к нагреваемой

В многочисленных теплообменных устройствах, применяемых в любой области промышленности, основным рабочим процессом является процесс теплообмена между теплоносителями. Такой теплообмен называют *теплопередачей*.

Для примера рассмотрим однослойную (рис. 15-1) стенку, толщина которой равна δ . Коэффициент теплопроводности этой стенки равен λ . Температуры сред, омывающих стенку слева и справа, известны и равны t_1 и t_2 . Примем, что $t_1 > t_2$. Тогда температуры

крайних поверхностей стенки будут соответственно $t_{cm1} > t_{cm2}$. Требуется определить тепловой поток q , проходящий через стенку от греющей среды к нагреваемой.

Так как рассматриваемый процесс теплопередачи протекает при стационарном режиме, то тепло, отданное стенке первым теплоносителем (горячим), передается через нее второму теплоносителю (холодному). Пользуясь формулами (13-2) и (12-2), можно записать:

$$\left. \begin{aligned} q &= \alpha_1 (t_1 - t_{cr_1}), \\ q &= \frac{\lambda}{\delta} (t_{cr_1} - t_{cr_2}), \\ q &= \alpha_2 (t_{cr_2} - t_2). \end{aligned} \right\} \quad (15-1)$$

Определим полный температурный напор $t_1 - t_2$. Для этого из равенств (15-1) определим сначала частные температурные напоры:

$$\begin{aligned} t_1 - t_{cr_1} &= q \frac{1}{\alpha_1}, \\ t_{cr_1} - t_{cr_2} &= q \frac{\delta}{\lambda}, \\ t_{cr_2} - t_2 &= q \frac{1}{\alpha_2}. \end{aligned}$$

Складывая эти равенства, получим полный температурный напор

$$t_1 - t_2 = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right),$$

откуда определим величину теплового потока

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \text{ вт/м}^2. \quad (15-2)$$

Знаменатель равенства (15-2) представляет собой сумму термических сопротивлений, которая состоит из термического сопротивления теплопроводности $\frac{\delta}{\lambda}$ и двух термических сопротивлений теплоотдаче $\frac{1}{\alpha_1}$ и $\frac{1}{\alpha_2}$.

Введем обозначение

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{град)}. \quad (15-3)$$

Из выражений (15-2) и (15-3) получим:

$$q = \kappa (t_1 - t_2). \quad (15-4)$$

Величину κ называют коэффициентом теплопередачи.

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется полным термическим сопротивлением теплоотдаче

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \text{ (м}^2 \cdot \text{град)/вт}. \quad (15-5)$$

§ 2. Понятие о теплообменных аппаратах

Теплообменным аппаратом называют устройство, предназначенное для нагрева или охлаждения теплоносителя. В качестве теплоносителя применяют жидкость или газ. Теплоносители бывают *греющие* и *нагреваемыйс*. Так, например, горячий газ в топке котла является греющим теплоносителем, а вода в котле — нагреваемым; вода в отопительном радиаторе есть греющий теплоноситель, а воздух, разносящий тепло по помещению, — нагреваемый.

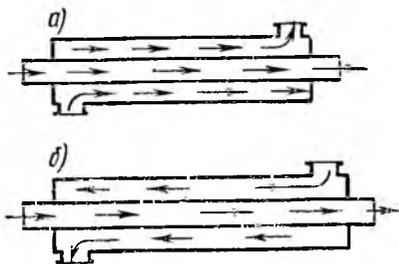


Рис. 15-2. Теплообменные аппараты
а — прямоток; б — противоток

воздухоподогреватели и различные выпарные аппараты. Рекуперативные теплообменные аппараты подразделяются на: прямоточные, противоточные, перекрестного тока и смешанного тока.

В *прямоточном* теплообменном аппарате холодный и горячий теплоносители протекают параллельно в одном направлении (рис. 15-2, а).

В *противоточном* аппарате теплоносители протекают параллельно, но в противоположных направлениях (рис. 15-2, б).

В настоящее время рекуперативные аппараты имеют наибольшее распространение. Они просты по конструкции, компактны и обеспечивают постоянство температур теплоносителей во времени. В основном аппараты выполняются из металла. Причем для теплоносителя, имеющего температуру 400—450° С, трубки изготовляют из углеродистой стали; для теплоносителя, имеющего температуру 500—700° С, — из легированной. При очень высоких температурах теплоносителя применяют дорогие металлы и сплавы.

В теплотехническом отношении аппараты с противотоком выгоднее аппаратов с прямотоком.

В *регенеративных* теплообменных аппаратах одна и та же поверхность нагрева (или охлаждения) поочередно омывается то горячим, то холодным теплоносителем через определенные промежутки времени. Сперва по каналам регенератора пропускают горячий теплоноситель — продукты сгорания доменных и мартеновских печей, вагранок и т. д. Поверхность нагрева регенератора,

отбирая тепло от горячих газов, нагревается, а затем отдает это тепло холодному теплоносителю.

Регенеративные теплообменники применяют в металлургических, стекловаренных и других аналогичных им печах, куда необходимо подавать подогретый воздух.

Смесительные теплообменники обычно применяют для охлаждения или нагрева воды в потоке воздуха или газа. Теплообмен осуществляется при непосредственном соприкосновении и смешивании горячего и холодного теплоносителей.

Смесительными теплообменными аппаратами являются градирни, скрубберы, деаэраторы и другие устройства.

Аппараты с *внутренним тепловыделением* получили такое название потому, что внутри самого аппарата протекает какой-либо технологический процесс с выделением тепла. Для того чтобы охладить стенки аппарата, применяют теплоноситель (не два, как обычно, а один), забирающий тепло от стенок и таким образом охлаждающий их.

К таким аппаратам относятся ядерные реакторы, электронагреватели и другие устройства, в которых технологический процесс протекает с выделением тепла и повышением температуры.

Влияние загрязнения стенки на передачу тепла. Поверхности теплообменных аппаратов обычно загрязняются. Так, например, внешние поверхности труб паровых котлов, пароперегревателей, водоподогревателей и т. д. покрываются слоем золы и сажи, образуя дополнительную стенку на пути теплового потока. Коэффициент теплопроводности таких отложений очень мал и составляет $0,1-0,2 \text{ вт/м}\cdot\text{град}$.

При нагревании воды и пара внутренние поверхности труб с течением времени также загрязняются солями, выпадающими в виде накипи. Накипь образует дополнительную стенку с большим коэффициентом термического сопротивления теплопроводности. Это ухудшает теплообмен и создает опасность пережога труб.

Раздел третий

ТОПЛИВО И КОТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

Топливо является одним из сложных веществ, необходимых человеку в повседневной жизни, в промышленном производстве и сельском хозяйстве.

В качестве топлива могут быть использованы все те вещества, которые при сгорании выделяют большое количество тепла, не создают вредных условий для окружающих и применение которых для получения тепла является целесообразным и экономически выгодным.

Использование атомной энергии внесет коренные изменения в мировую энергетику. Однако на ближайший период времени, до широкого применения ядерных реакций, главным источником получения энергии остается топливо.

Более половины всех видов топлива, добываемого в СССР, сжигается в котельных установках для получения пара.

Котельная установка состоит из котельного агрегата и вспомогательных устройств. В состав котельного агрегата входят: топочное устройство, где производится сжигание топлива; паровой котел, в котором образуется пар; пароперегреватель для перегрева пара; экономайзер* для подогрева воды, питающей паровой котел; воздухоподогреватель для подогрева воздуха, подаваемого в топку для сжигания топлива.

Глава XVI

ТОПЛИВО И ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ

§ 1. Основные понятия

По агрегатному состоянию топливо разделяют на *твердое*, *жидкое* и *газообразное*, а по происхождению или по способу его получения — на естественное и искусственное.

Естественным, или *природным*, называют топливо, полученное в таком виде, в каком оно образовалось в природе. К нему относят: дрова, торф, ископаемые угли, нефть и природный газ.

Искусственным называют топливо, полученное в результате переработки природного горючего химическим, физическим или химико-физическим способами.

* Экономайзер (англ. economizer) — устройство, служащее для экономии топлива, представляющее систему труб, в которых холодная вода перед впуском в котел или воздух перед впуском в топку нагревается теплом дымовых газов, выходящих из топки парового котла. Однако в котельной технике экономайзером принято называть устройство, где подогревается только вода.

В табл. 16-1 представлена ориентировочная классификация топлива по агрегатному состоянию.

Таблица 16-1

Вид топлива	Агрегатное состояние топлива		
	Твердое	Жидкое	Газообразное
Естественное (природное)	Дрова, торф, горючие сланцы, бурый уголь, каменный уголь, антрацит	Нефть	Природный газ
Искусственное	Брикеты, пылевидное топливо, древесный уголь, полукокс, кокс	Продукты переработки нефти (светлые фракции и тяжелое топливо) Продукты переработки твердого и газообразного топлива	Газы, полученные при переработке твердого и жидкого топлива

Если твердое топливо нагревать без доступа воздуха, то оно разлагается на *летучие вещества* и *твердый остаток* — кокс. Кокс состоит из чистого углерода и золы.

В зависимости от вида перерабатываемого топлива кокс получается *спекшийся*, обладающий большой механической прочностью, *слабо спекшийся* и *в виде порошка*.

Уголь, из которого получают спекшийся кокс, называют *коксующимся*.

К летучим веществам топлива относятся: кислород, водород, азот, влага топлива, сернистый газ и различные газообразные углеводороды. Количество летучих веществ зависит от вида топлива и колеблется от 2 до 80% на горючую массу.

Выход летучих веществ и спекаемость углей приняты в качестве основных показателей при установлении класса, к которому принадлежит данный вид угля.

По назначению топливо делят на энергетическое и технологическое.

К энергетическому топливу можно отнести: *антрацит*, *тощие угли*, *слабоспекающиеся каменные угли*, *бурые угли*, *торф*, а также *продукты переработки и обогащения других топлив*. Все низкие сорта топлива могут быть использованы на тепловых электростанциях в натуральном виде или после переработки.

К технологическому топливу относят *высокосортное топливо* и *коксующиеся угли*. По месту добычи и потребления различают *местное топливо* и *привозное*.

Характеристика топливных ресурсов СССР. В табл. 16-2 приведены данные 17-го Международного конгресса (1937 г.)

общегеологических разведанных запасов топлива в СССР. В последние годы эти запасы намного увеличились.

Таблица 16-2

Вид топлива	Запасы	Вид топлива	Запасы
Каменные и бурые угли	1654 млрд. т	Нефть	6,4 млрд. т
Горючие сланцы	60,5 » »	Природный газ	986,0 м ³
Торф (воздушносухой)	145,3 » »	Древесное топливо	24,0 млрд. т

Структура топливного баланса по пятилетнему плану развития народного хозяйства СССР на 1966—1970 годы. Решениями XXIII съезда КПСС (1966 г.) предусмотрено дальнейшее совершенствование структуры топливного баланса: доля газа и нефти в общем производстве к 1970 г. возрастет до 60% против 52% в 1965 г.

В 1970 г. добычу нефти намечается довести до 345—355 млн. т, а газа — до 225—240 млрд. м³. Ежегодные приросты добычи нефти составят свыше 20 млн. т и добычи газа — около 20 млрд. м³.

Основной прирост добычи нефти приходится на освоённые нефтяные районы. Вместе с тем начнется эксплуатация новых крупных районов нефти и газа — Тюменского и Мангышлакского. Мощности предприятий по переработке нефти увеличатся примерно в полтора раза.

Наряду с интенсивным развитием нефтяной и газовой промышленности в новой пятилетке будет развиваться также и угольная промышленность. Добыча угля возрастет почти на 100 млн. т и достигнет в 1970 г. 665—675 млн. т.

§ 2. Состав и теплотехнические свойства топлива

В состав топлива входят горючая масса, влага W и минеральные примеси, переходящие при горении в золу A . Состав топлива характеризуется массовым процентным содержанием химических элементов органической массы и балласта.

Рабочим составом топлива называют топливо в том виде, в каком его подают в топку. Кроме того, различают *сухой, горючий и органический* состав массы топлива. Состав каждой массы обозначают соответствующими надстрочными индексами.

Выражая химический состав топлива в процентах, можно записать:

$$C^p + H^p + O^p + N^p + S^p + A^p + W^p = 100\% \text{ — рабочий состав; (16-1)}$$

$$C^c + H^c + O^c + N^c + S^c + A^c = 100\% \text{ — состав сухой массы; (16-2)}$$

$C^r + H^r + O^r + N^r + S^r = 100\%$ — состав горючей массы; (16-3)

$C^o + H^o + O^o + N^o = 100\%$ — состав органической массы. (16-4)

Г о р ю ч а я м а с с а. В горючую массу топлива входят органические вещества: углерод (С), водород (Н), сера (S) и условно причисленные к горючим элементам кислород (О) и азот (N).

Состав горючей массы топлива является его постоянной характеристикой, не изменяющейся при колебании влажности и зольности.

Чем больше в топливе горючей массы и меньше балласта, тем выше его качество.

Углерод является основной составляющей топлива. В горючей массе твердого топлива содержится от 50 до 97% углерода. При полном сгорании 1 кг чистого углерода выделяется 33 900 кдж ($3,39 \cdot 10^4$ кдж) тепла.

Чем выше содержание углерода в топливе, тем ниже выход летучих веществ при его горении. Топливо с низким выходом летучих веществ трудно воспламеняется и горит без пламени.

Водорода в горючей массе топлива содержится от 1 до 15%. При сгорании 1 кг водорода выделяется около $12,56 \cdot 10^4$ кдж тепла. Часть водорода, входящая в состав горючего, соединена с кислородом топлива и участия в горении не принимает.

При горении топлива *сера* переходит в сернистый газ SO_2 , и, соединяясь с парами воды, образует *сернистую кислоту* H_2SO_3 .

Жидкие и газообразные продукты сгорания серы вызывают коррозию металлических частей двигателей внутреннего сгорания и котельных агрегатов, отравляют воздух и губят растительность, ускоряют разрушение строительных сооружений.

Учитывая вредные свойства серы, ее можно отнести к балласту.

Кислород и азот условно отнесены к составу горючей массы. Они являются внутренним балластом, так как снижают процентное содержание горючей массы и охлаждают зону горения. Кроме того, при большом содержании кислорода в топливе он в зоне горения соединяется с водородом и образует воду.

В топливе содержится от 0,05 до 42% кислорода и от 0,5 до 2,7% азота.

Количество элементов, входящих в органическую часть, и их весовое соотношение являются сравнительно постоянными для каждого вида топлива и зависят исключительно от условий его образования. Средний химический состав топлива представлен в табл. 16-3.

По мере увеличения возраста топлива его горючая масса освобождается от водорода и кислорода и обогащается углеродом.

Б а л л а с т. В балласт входят вода W и минеральные примеси, переходящие при горении в золу A .

Балласт уменьшает объем полезной части топлива, вызывает дополнительные расходы на транспортирование, размол, погрузоч-

Таблица 16-3

Вид топлива	Химический состав (в массовых процентах к горючей массе)			
	C ^r	H ^r	O ₂ ^r	S ^r
Дрова	50	6	43	0
Торф	53—62	5,2—6,2	32—37	0,1—0,3
Бурый уголь	62—72	4,4—6,2	18—27	0,5—6,0
Каменный уголь	75—90	4,5—5,5	4—15	0,6—6,0
Антрацит	90—96	1,0—2,0	1—2	0,5—7,0
Нефть	83—86	11—13	1—2	0,2—4,0

но-разгрузочные операции, ухудшает загораемость и замедляет процесс горения, увеличивает объем продуктов горения и понижает температуру горения.

Влага топлива делится на внутреннюю (гигроскопическую) и внешнюю. Внешняя влага легко удаляется естественной сушкой. Гигроскопическую можно удалить только при нагреве топлива до температуры немного выше 100° С (~ 105°).

Влага в топливе вредна не только потому, что она уменьшает объем полезной части топлива, но и потому, что в зоне горения она превращается в пар. На образование пара непроизводительно затрачивается значительное количество тепла, уносимое отходящими газами. Влага способствует самовозгоранию и выветриванию твердого топлива при его хранении.

Содержание золы и влаги в топливе зависит в значительной степени от условий добычи его и способа хранения.

Самовозгорание угля. Если сырой уголь лежит в закрытом непрветриваемом помещении или на улице в больших объемах, то сера и железистый колчедан в присутствии влаги окисляются. Реакции окисления протекают с выделением тепла. Уголь нагревается и при температуре воспламенения загорается.

Кроме того, сырой или свежедобытый уголь содержит газ метан CH₄, который в смеси с воздухом образует взрывчатую смесь. При внесении открытого огня в помещение смесь взрывается и поджигает топливо.

Для предупреждения самовозгорания топлива необходимо, чтобы уголь, предназначенный для хранения, был сухой. Угольные склады должны вентилироваться. Периодически следует измерять температуру угля.

Теплота сгорания топлива. *Теплотой сгорания топлива* (теплотворной способностью) называют количество выделившегося тепла в килоджоулях при полном сгорании 1 кг или 1 м³ топлива (Q^p кдж/кг или Q^p кдж/м³).

Различают высшую Q^p_v и низшую теплоту сгорания Q^p_n .

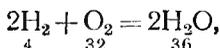
Высшей теплотой сгорания называют количество тепла, полученное при полном сгорании единицы массы топлива без учета теп-

ла, расходуемого на испарение влаги. Тепло, затраченное на парообразование влаги, находящейся в топливе и образующейся при его сгорании, компенсируется теплом конденсации.

Низшей теплотой сгорания называют количество тепла, полученное от единицы массы рабочего топлива при условии, что вся влага, как имеющаяся в топливе, так и образующаяся при сгорании водорода, не конденсируется.

Связь между высшей и низшей теплотой сгорания можно установить, сделав такой расчет.

При сгорании 4 кг водорода топлива образуется 36 кг воды по реакции



а при сгорании 1 кг водорода образуется 9 кг воды. На испарение 1 кг воды нужно затратить $0,240 \cdot 10^4$ кдж тепла. В 1 кг рабочей массы топлива содержится еще какое-то количество воды $\frac{W^p}{100}$ кг в виде гигроскопической и внешней влаги, следовательно, при сгорании 1 кг рабочего топлива образуется $9H^p + W^p$ кг водяных паров.

Общее количество тепла, идущее на испарение всей влаги, будет

$$2400 \frac{9H^p + W^p}{100} = 25,0 (9H^p + W^p) \text{ кдж/кг},$$

откуда

$$Q_{\text{н}}^p = Q_{\text{в}}^p - 25,0 (9H^p + W^p) \text{ кдж/кг}, \quad (16-5)$$

т. е. низшая теплота сгорания равна высшей за вычетом теплоты парообразования.

Высшую теплоту сгорания можно определить только в лабораторных условиях сжиганием испытуемого топлива в среде сжатого кислорода в калориметрической бомбе. При этом образовавшиеся продукты горения охлаждаются в бомбе, водяные пары конденсируются, а тепло конденсации передается калориметру и при подсчете входит в высшую теплоту сгорания.

Низшую теплоту сгорания твердого и жидкого топлива определяют и довольно точно по эмпирической формуле Д. И. Менделеева

$$Q_{\text{н}}^p = 339 C^p + 1030 H^p - 109 (O^p - S^p) - \\ - 25,0 (9H^p + W^p) \text{ кдж/кг}. \quad (16-6)$$

По формуле Д. И. Менделеева можно также подсчитать и высшую теплоту сгорания

$$Q_{\text{в}} = 339C + 1250H - 109(O - S) \text{ кдж/кг}. \quad (16-7)$$

Результат подсчета теплоты сгорания по формуле Менделеева близко совпадает с результатами калориметрических определений.

В табл. 16-4 приведены ориентировочные данные теплоты сгорания некоторых видов топлива в кДж/кг для твердого топлива и в кДж/м^3 для газового.

Условное топливо. При расчете расхода топлива, в особенности, если учитывается сумма топлив с различными теплотворными способностями, пользуются понятием «условное топливо». Условным топливом называют топливо, теплота сгорания которого равна $2,93 \cdot 10^4 \text{ кДж/кг}$ или $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ кДж/кг}$.

Для пересчета данного топлива в условное и обратно пользуются так называемым калорийным эквивалентом

$$\Theta = \frac{Q_{\text{н}}^{\text{P}}}{29\,300} \quad (16-5)$$

Таблица 16-4

Топливо	$Q_{\text{н}}^{\text{P}} \cdot 10^{-4}$	Топливо	$Q_{\text{н}}^{\text{P}} \cdot 10^{-4}$
Дрова	1,05—1,47	Керосин	4,40—4,60
Торф	0,84—1,05	Бензин	4,40—4,70
Бурый уголь	0,63—1,09	Природный газ	2,70—3,80
Каменный уголь	2,10—3,00	Нефтяной газ, полу-	
Антрацит	2,70—3,10	ченный при добыче неф-	
Горючие сланцы	0,73—1,50	ти	4,20—7,10
Древесный уголь	3,00—3,40	Коксовый газ	1,50—2,10
Полукокс	2,50—3,10	Доменный газ	0,31—0,41
Кокс	2,80—3,10	Генераторный газ	0,46—0,71
Нефть	4,30—4,60	Водяной газ	1,05—1,17
Мазут	4,00—4,55		

§ 3. Твердое топливо

К твердым топливам относят: дрова, торф, горючие сланцы и ископаемые угли. Исходным материалом любого твердого топлива является древесина. Древесина состоит из 50—60% клетчатки или целлюлозы, 20—30% лигнина и некоторого количества (дополняющего состав до 100%) смолы, белков и других составляющих.

Все виды ископаемого твердого топлива образовались из веществ растительного происхождения в результате сложных химических и биохимических преобразований, под влиянием повышенных температуры и давления в течение миллионов геологических лет.

Состав горючей массы ископаемого твердого топлива зависит от условий его происхождения и от геологического возраста. По геологическому возрасту, в порядке возрастания, твердое топливо может быть расположено так: дрова, торф, горючие сланцы, бурый уголь, каменный уголь, антрацит.

Д р о в а. Дерево имеет три слоя: ядро — собственно древесина, заболонь — менее плотный слой древесины, лежащий между ядром и корой, и внешний слой — кора.

Наиболее ценными частями дерева являются ядро и заболонь, в них содержится наибольшее количество углерода.

К достоинствам дров можно отнести *небольшую зольность, длинное пламя и легкую воспламеняемость* вследствие большого выхода летучих.

Зола, оставшаяся при полном сгорании дров, состоит из фосфорнокислых, хлористых и кремниевокислых солей калия, натрия, извести и магнезии.

В настоящее время древесину используют в качестве строительного материала и сырья для химического производства. В качестве дров ее сжигают только в небольших котельных, расположенных далеко от железнодорожного транспорта, где кроме дров и дровяных отходов нет других видов топлива.

Т о р ф. Торф образуется из болотных растений под водой без доступа воздуха. Он залегает неглубоко от поверхности земли пластами до 10 м толщины.

В одних и тех же залежах можно встретить торф с различной степенью разложения: от свежего, совершенно неразложившегося волокнистого вещества до темно-бурой массы готового торфа.

Разложение торфа — это процесс его обуглероживания. Чем выше степень разложения, тем больше в нем содержится углерода и, следовательно, выше его теплота сгорания.

Строгой зависимости между степенью разложения и возрастом торфа нет. Иногда вследствие каких-либо условий старший торф является менее разложившимся, чем расположенный выше молодой торф.

По величине торфяных залежей СССР занимает первое место в мире.

Торф является местным топливом. Транспортировать его нецелесообразно, так как он содержит до 50% влаги и до 11% минеральных примесей; при перевозке он крошится, легко увлажняется, а промерзший и выветрившийся торф рассыпается. Предприятия, использующие торф в качестве топлива, необходимо строить вблизи торфоразработок.

Торф целесообразно газифицировать. Выход летучих на горючую массу топлива доходит до 70%. Полученное газовое топливо удобно для транспортирования и сжигания.

Г о р ю ч и е с л а н ц ы. Древний торф имеет большое сходство с ископаемым углем. Его называют *горючими сланцами* или *сланцевым углем*.

Горючие сланцы легко загораются и горят длинным коптящим пламенем. При сухой перегонке они разлагаются на кокс, смолу и побочные продукты перегонки, которые подвергаются дальнейшей переработке. Горючие сланцы являются ценным местным топливом и химическим сырьем. Выход летучих на горючую массу доходит до 90%.

Наиболее крупные месторождения сланцев находятся в Куйбы-

шевской и Ленинградской областях, Эстонской ССР, Карпатах, Урале.

И с к о п а е м ы е у г л и. Главным видом естественного твердого топлива являются ископаемые угли. Они образовались из деревьев и растений далекого каменноугольного периода.

По геологическому возрасту ископаемые угли делят на бурый уголь, каменный и антрацит.

По мере увеличения геологического возраста угля в нем повышается содержание углерода, а следовательно, повышается и его теплота сгорания.

Бурый уголь залегает под землей неглубоко. Иногда разработки ведутся открытым способом. Уголь имеет вид темной блестящей массы и иногда сохраняет строение древесины.

Бурые угли содержат до 50% влаги на рабочую массу топлива и до 30% минеральных примесей на сухую массу. Выход летучих на горючую массу доходит до 45%.

Бурый уголь относят к низкосортному топливу. Он не коксуется, механически непрочен и дает большое количество крошки. Бурый уголь является местным энергетическим топливом.

Главные месторождения бурых углей — Подмосковский угольный бассейн, Челябинский, Богословский, Беселовский, Канский и др.

Каменный уголь почти всегда залегает глубоко под землей, поэтому его добыча связана с подземными работами.

Каменный уголь содержит от 75 до 93% углерода. Влажность рабочего топлива колеблется от 4 до 12%, зольность на сухую массу от 6 до 30%, выход летучих от сухой массы от 10 до 45%.

Длиннопламенные и тощие каменные угли некоксующиеся являются энергетическим топливом, угли коксующиеся — металлургическим.

Главные месторождения каменных углей — Донецкий, Кузнецкий, Карагандинский, Иртышский, Кизеловский, Печорский бассейны.

Антрацит является самым древним ископаемым углем. Он плотный и поэтому имеет низкую рабочую влажность от 4 до 6%, зольность от сухой массы 14—18%, выход летучих от 4 до 7%.

Основное месторождение антрацита — Донецкий каменноугольный бассейн.

§ 4. Жидкое топливо

Основные характеристики жидкого топлива. *Температура застывания* жидкого топлива — температура, при которой оно густеет настолько, что при наклоне пробирки на 45°, наполненной испытываемым топливом, уровень его не приходит в горизонтальное положение в течение 1 мин.

Температура вспышки жидкого топлива — температура, при которой пары топлива, нагреваемого в установленных стандартом условиях, образуют с окружающим воздухом смесь, вспыхивающую при поднесении к ней пламени.

Температура воспламенения жидкого топлива — температура, при которой нагреваемое в установленных стандартом условиях топливо загорается при поднесении к нему пламени и горит не менее 5 сек.

Вязкостью (или внутренним трением) жидкого топлива, так же как и вязкостью любой жидкости, называют ее свойство оказывать сопротивление перемещению частиц жидкости под влиянием действующей на них силы.

Вязкость топлива находится в обратной зависимости от температуры. Чем ниже температура, тем выше вязкость. При повышении температуры вначале вязкость резко понижается и, достигнув минимального значения, практически остается неизменной.

Вязкость входит в расчетные формулы, применяемые при проектировании нефтеперерабатывающих устройств, при конструировании распыливающих устройств форсунок, а также при решении вопросов, связанных с транспортированием жидкого топлива.

Естественное топливо. Естественным жидким топливом является нефть. Однако в натуральном виде в качестве топлива ее не применяют.

Плотность нефти зависит от количества содержащихся в ней смолистых веществ, низкокипящих фракций и растворенного газа. Удельный вес смолистых веществ больше единицы (1,01—1,07), следовательно, чем больше в нефти содержится смолистых веществ, тем она тяжелее. Легкие нефти с удельным весом 0,77—0,80 состоят в основном из бензино-керосиновых фракций или содержат в своем составе растворенный газ.

До революции в России нефть добывали в Грозном, Баку, Майкопе и в Фергане.

В настоящее время освоено много новых нефтяных месторождений: на Северном Кавказе, в Среднеазиатских районах, в Западной Украине, в Дальневосточном крае и т. д.

Искусственное топливо. В результате переработки нефти и твердого топлива получают все виды жидкого горючего. Для карбюраторных двигателей — бензин, лигроин, керосин; для дизельных — газойль и соляровое масло; для реактивных — керосино-газойлевые фракции. Мазут используют как котельное и моторное топливо.

Алкоголи и эфиры как самостоятельное топливо в промышленности почти не применяют. Их добавляют к бензинам для повышения качества топлива.

§ 5. Газообразное топливо

Естественное топливо. Природный (естественный) газ встречается во многих местах земного шара.

Запасы газового топлива в некоторых месторождениях достигают сотен миллиардов кубических метров. Его добывают не толь-

ко из специальных газовых скважин, но и в громадных количествах как побочный продукт при добыче нефти. Такой природный газ называют *попутным нефтяным газом*.

Попутный газ содержит в себе легкие нефтяные пары. При переработке газа они отделяются от него, образуя хорошее автомобильное топливо, называемое *газолином*.

Основной составной частью природного газа является метан CH_4 .

Природный газ обладает высокой теплотой сгорания. Его используют в качестве топлива для промышленных печей, автотранспорта, а также для бытовых нужд.

Часть природного газа подвергают химической переработке для получения жидкого топлива, технологического газа, пластических масс и т. д.

В СССР крупные газоносные районы расположены в Поволжье, на Северном Кавказе, Украине, в Зауралье и др.

Искусственное топливо. Искусственное газовое горючее получают при переработке нефти и естественного твердого топлива, а также в качестве побочного продукта в некоторых отраслях промышленного производства.

Коксовый газ является побочным продуктом при производстве металлургического кокса. Его используют в химической промышленности и в качестве топлива для металлургических и других печей.

Иногда коксование проводят не для получения кокса, а специально для производства высококалорийного бытового газового топлива. В этом случае кокс получается пониженного качества.

Мазутный газ получают при вакуум-перегонке мазута. Его теплота сгорания $3,5 \cdot 10^4$ кдж/м³.

Генераторный газ получают при полной газификации твердого топлива. Его используют для отопления различных промышленных печей и в быту.

Доменный газ образуется в доменных печах при выплавке чугуна. Примерно половина полученного газа расходуется на собственные нужды доменной печи. Вторая половина газа может быть использована в качестве топлива. Доменный газ засорен пылью, содержащей частицы руды и окисленного металла (до 20 г пыли на 1 м³ газа). Если он предназначен для сжигания в двигателях внутреннего сгорания, то его необходимо предварительно подвергнуть сухой и мокрой очистке, после которой содержание примесей не должно превышать 0,1 г на 1 м³ газа.

§ 6. Переработка твердого топлива

Нефть и природные газы составляют около 0,5% всего мирового запаса ископаемого топлива. Добыча же их производится в количестве около 40% по отношению по всему добываемому топливу. Переработка твердого топлива в жидкое и газообразное дает возможность восполнить недостатки его добычи из недр земли.

В настоящее время широко применяют механические и физико-химические способы переработки топлива.

Механический способ переработки топлива изменяет лишь его форму и агрегатное состояние, не изменяя химического состава.

К механической переработке топлива относят: *брикетирование, дробление и размалывание.*

Брикетируют торф и его крошку, отходы местного производства (стружку, опилки, солому и проч.). Брикеты легче хранить, транспортировать и подавать в топку.

Крупное топливо дробят и сортируют по размерам кусков. Топливо, состоящее из кусков, близких по размеру, сгорает в топке равномерно и в золу переходит меньше несгоревших частиц.

Каменный уголь размалывают на угольно-размалывающих мельницах, превращая его в пыль. Такое топливо предназначено для сжигания в топках, работающих на пылевидном топливе.

Физико-химическая переработка топлива производится при нагреве его до высоких температур. В разных условиях и при разных режимах оно разлагается, химически видоизменяется и образуется новый вид топлива с иными физико-химическими свойствами. С помощью такой переработки низкие сорта топлив обогащаются и переходят в более высокий класс.

Из побочных продуктов переработки топлива добывают ценные вещества, имеющие широкое применение в быту и во всех отраслях народного хозяйства (каучук, лаки, анилиновые краски, спирты, фармацевтические препараты, пластические массы, нафталин и многие другие).

На ход и конечный результат процесса переработки топлива оказывают влияние химическая природа и физические свойства исходного сырья, а также внешние факторы: давление, температура, способ нагрева, конструктивное оформление устройств, в которых топливо подвергают переработке и др.

Химическая природа исходного топлива является основным фактором, определяющим характер получающихся продуктов. Различные виды топлива характеризуются различной химической устойчивостью.

В химическом составе молодого топлива (древесина и молодой бурый уголь) больше кислорода, чем в химическом составе старого. Поэтому молодое топливо разлагается быстрее и в большей степени, чем старое.

Топлива, богатые кислородом (молодые), образуют больше газа и воды, чем твердого обуглероженного остатка. При разложении старого топлива основная часть сырья переходит в твердый науглероженный остаток.

Твердое топливо подвергают полукоксованию, коксованию, газификации и гидрогенизации, в результате чего получают жидкие

и газообразные продукты распада и нелетучий обуглероженный твердый остаток.

Полукоксование. Сырьем полукоксования являются коксующиеся угли, торф и горючие сланцы.

Процесс полукоксования осуществляется в специальных печах без доступа воздуха при равномерном прогреве перерабатываемого топлива до температуры 500—550° С.

Под воздействием высоких температур органическая часть топлива разлагается, а продукты распада вступают между собой в дальнейшие химические реакции.

При температуре 500—550° С распад сырья прекращается и в печи остается твердый обуглероженный остаток — *полукокс*, являющийся основным продуктом полукоксования.

При полукоксовании углей и сланцев выход полукокса составляет 50—70% (расчет на сухую массу топлива), при полукоксовании торфа — 30—45%.

В полукоксе остается еще много летучих веществ. Его используют в качестве бытового и энергетического топлива и как сырье для газификации.

Побочными продуктами полукоксования являются *смола*, *газ* и *подсмольная вода разложения*.

Смола полукоксования представляет собой темно-бурую жидкость с удельным весом около единицы. Легких бензиновых фракций в смоле полукоксования мало. Только сланцевые смолы содержат до 20% фракций, кипящих до 200° С. При перегонке около 50% смолы выкипает при температуре 350° С.

Выход смолы полукоксования доходит до 30%. Она поступает на дальнейшую переработку для получения жидкого искусственного топлива и химических продуктов.

Выход смолы находится в прямой зависимости от содержания в нем водорода.

Газы полукоксования являются ценным топливом и сырьем для дальнейшей химической переработки. Основные компоненты газа: углеводороды и водород.

Вода разложения (подсмольная вода) содержит в себе растворенные химические вещества. Так, например, при дальнейшей химической переработке воды, полученной при сухой перегонке древесины и торфа, получают ацетон, уксусную кислоту, метиловый спирт, формалин и другие ценные продукты.

Сланцевые подсмольные воды содержат фенол, ацетон, резорцин и др.

Угольная вода содержит фенолы, аммиак и карбоновые кислоты.

Коксование. Коксованием называют процесс переработки топлива при нагреве его без доступа воздуха до температуры 1000 — 1100° С.

Целевым продуктом этого процесса является *кокс*, предназначенный для металлургической промышленности.

Топливо постепенно нагревают в специальных коксовых печах в течение 11—14 ч. При нагреве топлива до температуры 500—600 °С в печи протекают процессы полукоксования. Образуется полукокк и первичные газ и смола. Образовавшиеся продукты не выводят из зоны высоких температур, а подвергают дальнейшему нагреву.

Под действием высоких температур разложение топлива продолжается: полукокк превращается в кокс, побочные продукты коксования также претерпевают дополнительные химические превращения.

В результате коксования получают 70—80% металлургического кокса, а остальное — коксовый газ, воду и смолу.

Коксовый газ после очистки от вредных примесей используется в качестве топлива или поступает на переработку для получения из него аммиака и других химических продуктов.

Смолу и воду коксования подвергают дальнейшей химической переработке.

Иногда коксование проводят для получения высококалорийного бытового газа. В этом случае получают кокс пониженного качества.

Газификация. Этот метод переработки топлива также называют безостаточной газификацией, так как вся горючая масса топлива почти без остатка переходит в генераторный газ. При газификации получают также небольшое количество смолы. Генераторный газ используют в быту и для отопления промышленных печей; средний химический состав его приведен в табл. 16-5.

Таблица 16-5

Газ	Состав газа, %								
	CO	H ₂	CH ₄	C _m H _n	H ₂ S	CO ₂	N ₂	O ₂	
Воздушный	24,0	7,0	1,0	—	—	5,0	63,0	—	
Смешанный	26,5	13,5	2,3	0,3	0,3	5,0	51,9	0,2	
Водяной	32	49,6	4,7	0,9	0,3	7,5	4,8	0,2	

Газификация осуществляется в газогенераторах. В шахту газогенератора сверху загружают топливо, а дутье подают снизу. Дутье применяют воздушное, паровое или смешанное (паровоздушное или парокислородное).

Процесс газификации осуществляется за счет тепла, образующегося при сгорании углерода газифицируемого топлива.

Газификация под давлением. В газогенераторах, работающих на парокислородном дутье под давлением 20—30 ат, из низкосортного топлива можно получить стандартный бытовой газ с теплотой сгорания после отмывки равной $1,7 \cdot 10^4$ — $2,1 \cdot 10^4$ кДж/м³.

В зависимости от величины давления, концентрации кислорода и расхода пара получают газ того или иного состава.

С повышением давления снижается расход кислорода на газификацию, так как значительная часть тепла, необходимая для ведения процесса, получается за счет тепла реакций метанообразования.

Газификация под давлением дает возможность вести процесс при более низких температурах (900—1000° С), что предупреждает ошлаковывание топлива.

Получаемый из газогенератора газ отмывают от углекислоты водой и подают потребителю. Отмывка повышает теплоту сгорания газа, но снижает к. п. д. газогенератора, так как при отмывке под давлением одновременно с углекислотой отмывается до 35% горючих компонентов газа.

Установки газификации топлива под давлением располагают обычно вблизи мест добычи топлива. Очищенный газ транспортируют на расстоянии 200—300 км.

Подземная газификация. В 1888 г. великий русский ученый Д. И. Менделеев впервые высказал мысль о возможности газифицировать угли под землей. Он и в дальнейшем развивал эту мысль и занимался решением этого вопроса.

В настоящее время ведутся опыты по подземной газификации угля.

Этот процесс заключается в химико-термической переработке угольных пластов непосредственно в недрах земли.

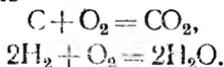
Продуктами такой переработки являются: горючий газ, угольная смола и фенольная вода. Для получения этих продуктов в обычном порядке необходимо провести два процесса: добычу угля и газификацию добытого угля.

Преимущества газификации угля в недрах земли:

1) отпадает тяжелый труд человека под землей; 2) газ удобнее угля в эксплуатации; 3) снижаются эксплуатационные расходы и повышается производительность труда; 4) все процессы могут быть автоматизированы; 5) используются тонкие слои угля (около 0,5 м), которые обычно считаются непромышленными, так как затраты, произведенные на разработку таких залежей, не будут оправданы количеством добытого угля. Методом же подземной газификации такие пласты с успехом эксплуатируются; 6) одновременная газификация некоторых пород, имеющих в своем составе органические вещества, что увеличивает общий выход газа.

§ 7. Процессы горения топлива

Реакции горения топлива. Горение бывает полное и неполное. *Полным* называют горение, при котором горючие элементы топлива, прореагировав с кислородом по следующим реакциям, сгорают полностью



В результате этих реакций выделяется все тепло, которое может быть получено при сгорании углерода и водорода. В продуктах же сгорания остаются неспособные гореть вещества: углекислота CO_2 и пары воды H_2O .

Неполным горением называют горение, при котором в продуктах сгорания остается часть горючих элементов и частицы несгоревшего топлива.

Неполное сгорание происходит по двум причинам.

Во-первых, от механического недожога, когда частицы топлива, не успев прореагировать с кислородом, попадают в продукты сгорания (в золу и дым).

Во-вторых, от неполного окисления горючих элементов топлива. При этом значительно снижается тепловыделение.

Так, например, при неполном сгорании (окисление в CO) тепла выделяется почти в 3,5 раза меньше, чем при полном сгорании (окисление в CO_2).

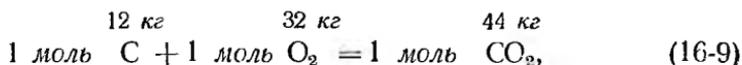
При неполном окислении горючих элементов с продуктами сгорания уходит большое количество окиси углерода CO , газообразного водорода H_2 , метана CH_4 и других углеводородных соединений, способных гореть и выделять тепло.

Если бы эти вещества догорели в топке, то за счет выделившегося тепла повысилась бы температура топочного пространства.

Для того чтобы топливо сгорало полностью, необходимо в топку полагать воздух в строго определенных количествах и обеспечивать хорошее перемешивание топлива с воздухом.

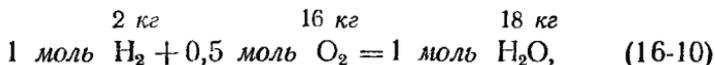
Количество кислорода, необходимое для сжигания каждого горючего элемента топлива, определяют из реакций горения.

Для С



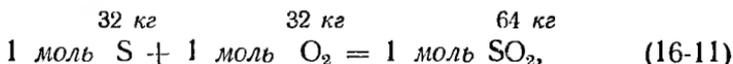
т. е. на сжигание 12 кг С необходимо затратить 32 кг O_2 , а на сжигание 1 кг С — $\frac{32}{12} = 2,67$ кг O_2 .

Для H_2



т. е. на сжигание 2 кг H_2 нужно затратить 16 кг O_2 , а на сжигание 1 кг H_2 — $\frac{16}{2} = 8$ кг O_2 .

Для S



т. е. на сжигание 1 кг S необходимо затратить 1 кг O_2 .

Для сгорания 1 кг твердого или жидкого топлива, в состав которого в массовых процентах входит $C^P + H^P + S^P + O^P + N^P$, нужно затратить количество кислорода, равное

$$O_T = \frac{2,67 C^P + 8 H^P + S^P - O^P}{100} \frac{\text{кг кислорода}}{\text{кг топлива}}, \quad (16-12)$$

где O_T — теоретическое количество кислорода, т. е. расчетное количество, полученное по реакциям горения.

Для сжигания топлива в топку подводят не чистый кислород, а воздух, в составе которого содержится 23,2% кислорода (по массе). Теоретическое количество воздуха m_T в массовых единицах, необходимое для полного сгорания топлива, составит

$$m_T = \frac{100}{23,2} O_T = 0,115 C^P + 0,343 H^P + 0,043 (S^P - O^P) \frac{\text{кг воздуха}}{\text{кг топлива}}. \quad (16-13)$$

Для пересчета на объемные единицы разделим полученное равенство на плотность воздуха ρ . При нормальных условиях $\rho = 1,293 \text{ кг/м}^3$. Подставив, получим

$$\begin{aligned} V_T &= \frac{m_T}{\rho} = \frac{0,115 C^P + 0,343 H^P + 0,043 (S^P - O^P)}{1,293} = \\ &= 0,089 C^P + 0,0266 H^P + 0,033 (S^P - O^P) \text{ м}^3/\text{кг}. \end{aligned} \quad (16-14)$$

Коэффициент избытка воздуха. Теоретически необходимое количество воздуха подсчитывается в предположении, что, перемешивание воздуха с топливом настолько хорошее, что каждая частица кислорода успевает войти в соединение с каждым горючим элементом. Однако практически расчетного количества воздуха недостаточно для полного сгорания топлива. Процесс горения нельзя провести таким образом, чтобы весь кислород прореагировал с топливом. Часть его не вступает в реакцию горения и в свободном виде уносится с дымовыми газами.

Для полного сгорания топлива необходимо подавать воздух в количестве, несколько большем расчетного. Число, показывающее, во сколько раз действительное количество воздуха больше теоретического, называют *коэффициентом избытка воздуха* и обозначают α

$$\alpha = \frac{V}{V_T}.$$

Величина α зависит от вида топлива, условий, в которых протекает процесс, способа сжигания, конструкции топки и т. д. При расчетах величину α подбирают по соответствующим таблицам.

Чем меньше коэффициент избытка воздуха, тем экономичнее протекает процесс горения. Однако при слишком малом коэффициенте избытка воздуха происходит неполное горение топлива, образуется окись углерода и понижается к. п. д. котельной установки.

Чем мельче и однороднее топливо, тем меньший избыток воздуха для него требуется. Все виды жидкого топлива подаются в топку в мелкораспыленном состоянии и хорошо перемешанными с воздухом. Твердое топливо часто превращают в пылевидное состояние и дуют в топку в смеси с воздухом.

Состав продуктов сгорания. В состав продуктов сгорания входят зола и *дымовые газы*. Причем масса продуктов сгорания должна быть в точности равна сумме масс сгоревшего топлива и подведенного воздуха.

Объем дымовых газов V_r складывается из сухих газов объемом $V_{с.г}$ и водяных паров объемом $V_{в.п}$, образовавшихся при сгорании водорода и испарении влаги топлива, т. е.

$$V_r = V_{с.г} + V_{в.п} \text{ м}^3.$$

Выразим состав сухих газов в объемных единицах

$$V_{с.г} = V_{CO_2} + V_{CO} + V_{SO_2} + V_{O_2} + V_{N_2} \text{ м}^3 \quad (16-15)$$

и в процентах

$$CO_2 + CO + SO_2 + O_2 + N_2 = 100\% \quad (16-16)$$

Состав сухих газов определяют приборами, которые называют *газоанализаторами*. При этом трехатомные газы (CO_2 и SO_2) поглощаются и определяются суммарно и обозначаются RO_2 , т. е. $RO_2 = CO_2 + SO_2$. С учетом сказанного, равенства (16-15) и (16-16) можно записать так:

$$V_{с.г} = V_{RO_2} + V_{CO} + V_{O_2} + V_{N_2},$$

$$RO_2 + CO + O_2 + N_2 = 100\%.$$

При газовом анализе обычно определяют RO_2 , O_2 и иногда CO . (H_2 и CH_4 определяют в специальных случаях.)

Ориентировочно полноту сгорания определяют по окраске дымовых газов. Неполное сгорание дает черный густой дым. При полном сгорании топлива и при большом избытке воздуха дымовые газы бесцветны. Однако лишний воздух, нагреваясь в топке и выходя с продуктами горения, уносит затраченное на его нагрев тепло. Пламя при этом будет ярко-белым. При экономичном горении пламя должно быть соломенно-желтым, а дым светло-серым.

Температура горения топлива. Температуру, до которой нагреваются продукты сгорания при сжигании топлива, называют *температурой горения* и обозначают T_r . Так как в реальных условиях горение топлива сопровождается потерями тепла, то действительная температура горения всегда меньше теоретической, поскольку горение в идеальных условиях протекает без тепловых потерь.

В табл. 16-6 приведены значения теоретической температуры горения для некоторых видов топлива в зависимости от коэффициента избытка воздуха* α .

Т а б л и ц а 16-6

Топливо	$T_{г}, ^\circ\text{C}$ при			
	$\alpha = 1,6$	$\alpha = 1,3$	$\alpha = 1,5$	$\alpha = 2,0$
Антрацит	2270	1845	1665	1300
Бурый уголь	1875	1590	1425	1150
Торф	1700	1510	1370	1110
Дрова	1855	1575	1435	1165
Мазут	2125	1740	1580	1265
Саратовский газ	2000	1749	1478	1167

Г л а в а X V I I
ТОПОЧНЫЕ УСТРОЙСТВА

§ 1. Основные понятия

Устройство, где протекает процесс горения топлива, называют *топочным устройством* (топкой). Любую промышленную топку можно рассматривать как сочетание *горелочного устройства с топочной камерой*. Горелочные устройства непрерывно подводят топливо и воздух, необходимый для горения, и интенсивно перемешивают их. В топочной камере происходит сгорание с превращением химической энергии топлива в тепловую.

При конструировании топок должны быть соблюдены следующие основные условия:

1. Экономичное сжигание топлива, т. е. наиболее полное его сгорание, при минимальном коэффициенте избытка воздуха.
2. Правильная организация движения топочных газов и воздуха в котлоагрегате.
3. Механизация и автоматизация всех трудоемких работ по обслуживанию топок.

В современной топочной технике используют в основном три способа сжигания топлива — слоевой, факельный и вихревой.

Слоевой способ — это сжигание топлива слоем на специальной решетке, называемой *колосниковой* (рис. 17-1). Необходимый для сжигания топлива воздух подают под решетку, которая бывает неподвижной и передвигающейся. Непосредственно на решетке 1 в результате сгорания топлива образуется пористая подушка 2 из золы и шлака. На ней располагается слой горящего кокса 3, т. е. топлива, из которого уже успели выделиться летучие вещества. На кокс подается слой свежего топлива 4. Здесь оно прсгре-

* Чернов А. В. и др. Основы теплотехники и гидравлики. М.—Л., Изд-во «Энергия», 1965, стр. 208.

вается подведенным теплом или теплом уже горящего топлива и раскаленной обмуровки топочного пространства. Затем топливо подсушивается, т. е. из него испаряется влага, после чего начинается возгонка — выделение летучих веществ 5 и коксообразование.

Горение летучих веществ и кокса сопровождается выделением тепла и повышением температуры топочного пространства. Необходимый для горения воздух поступает под колосниковую решетку. Протекая через ее отверстия и через пористую шлаковую подушку, он нагревается. При дальнейшем движении воздух встречает на своем пути слой кокса и топлива. Взаимодействуя с ними, он превращается в поток топочных газов, сгорающих над слоем топлива, образуя так называемое надслойное пламя. Это обеспечивает быстрое воспламенение и устойчивое горение верхних его слоев. Образующиеся при сгорании дымовые газы отдают тепло поверхностям нагрева котла и выходят в трубу.

Характерной особенностью слоевого процесса сжигания топлива является необходимость устойчивого залегания его частиц в слое. При этом частицы топлива, лежащие на колосниковой решетке, и скорость воздуха, набегающего на эти частицы, должны быть такими, чтобы не было уноса частиц из слоя. При больших скоростях движения воздуха частицы топлива выдуваются воздухом из слоя и, не сгорев, уносятся с дымовыми газами.

При слоевом сжигании в топке всегда находится значительный запас горящего топлива, что создает устойчивость ее работы и позволяет при изменении нагрузки котла регулировать работу топки сначала только изменением количества воздуха, подаваемого в слой топлива.

При *факельном* способе сжигания топливо и необходимый для сгорания воздух специальными приспособлениями подаются в топочное пространство.

Факельный способ сжигания в отличие от слоевого характеризуется непрерывным движением частиц топлива вместе с потоком воздуха и продуктами сгорания (рис. 17-2, а). Поэтому топливо должно быть превращено в пылевидное состояние. Размер частиц этой пыли измеряется микронами. В результате такой обработки топлива создается большая реагирующая поверхность соприкосновения топлива с кислородом воздуха.

При факельном сжигании топлива относительная скорость движения воздуха (по отношению к топливу) мала по сравнению со слое-

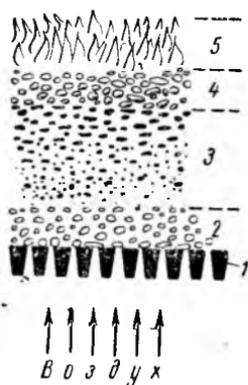


Рис. 17-1. Слойов способ сжигания топлива на колосниковой решетке

вым сжиганием, вследствие чего отвод продуктов сгорания и тепла от частиц топлива гораздо медленнее, чем при слоевом.

Жидкое топливо почти не имеет балласта. Его сжигают только в виде факела. При сжигании необходимо полное распыление топлива. При плохом распылении в продуктах горения может оказаться большое количество несгоревшего чистого углерода С, окиси углерода СО и углеводородов C_mH_m .

Газообразное топливо факелом сжигается легче и лучше жидкого и твердого топлива. Но его так же как и любое топливо необходимо хорошо перемешивать с воздухом. Кроме того, по возможности сле-

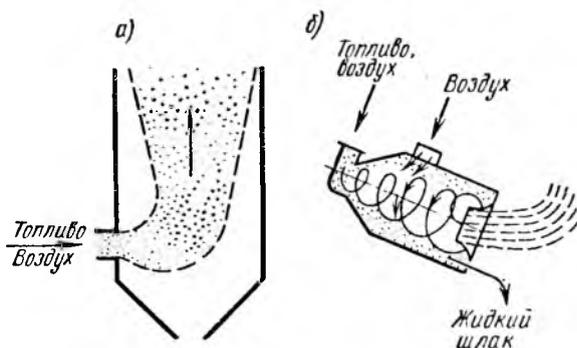


Рис. 17-2. Способы сжигания топлива:
а — факельный; б — вихревой

дует повышать температуру горения предварительным подогревом газа и воздуха, вести процесс с малым коэффициентом избытка воздуха и применять другие меры, обеспечивающие полное сгорание топлива.

Запас горящего топлива в топке при факельном сжигании очень незначителен, что делает этот процесс весьма чувствительным к изменению режима работы котлоагрегата. Поэтому факельный процесс сжигания регулируется в каждый момент времени как подачей топлива, так и подачей воздуха в топку.

Вихревой способ сжигания топлива характеризуется наличием в топке созданного газозадушного вихря. Вихревые потоки способствуют хорошему перемешиванию топлива с воздухом, поддерживают частицы топлива во взвешенном состоянии, что увеличивает полноту сгорания топлива (рис. 17-2, б).

Вихревым способом можно сжигать твердое топливо не в виде пыли, а в виде мелко раздробленных кусков.

При этом способе сжигания запас топлива в топке больше, чем при факельном, но меньше, чем при слоевом. А поэтому вихревой

способ сжигания обладает большей устойчивостью, чем факельный, и меньшей, чем слоевой.

В зависимости от способа сжигания топлива топки делятся на слоевые и камерные. В слоевых топках сгорание топлива слоевое, а в камерных — факельное и вихревое.

§ 2. Слойные топki

Основным элементом слоевой топki является колосниковая решетка. Она состоит из балочных (рис. 17-3, а) или плиточных (рис. 17-3, б) колосников и является опорой для кускового топлива во время его горения. Просветы 1 между балочными колосниками или отверстия 1 в плиточных колосниках предназначены для прохода воздуха, необходимого для горения топлива. Кроме того, через них проваливается зола и шлак в зольник. Сумму поперечных сечений всех просветов или отверстий колосниковой решетки называют *живым сечением решетки*.

Форма колосников, их толщина и живое сечение решетки зависят от вида топлива и от величины его кусков.

При сжигании крупнокускового топлива с большим выходом летучих веществ (дрова, торф) применяют балочные колосниковые решетки. Их живое сечение составляет 20 — 40% от общей поверхности решетки. При сжигании мелкозернистого и многозольного топлива, с малым выходом летучих (на-

пример, антрацит), пользуются плиточными колосниковыми решетками, живое сечение которых составляет 10—15%.

На рис. 17-4 представлена простейшая слоевая топка. Топливо через загрузочную дверку 1 периодически забрасывается на колосниковую решетку 2. Воздух для горения поступает к слою топлива через поддувало 3 и колосниковую решетку. При нагревании топлива подсушивается и из него выделяются летучие, которые, смешиваясь с воздухом, сгорают в топочном пространстве 4.

Слойные топki в зависимости от метода их обслуживания подразделяются на топki с ручным обслуживанием, полумеханизированные и механизированные.

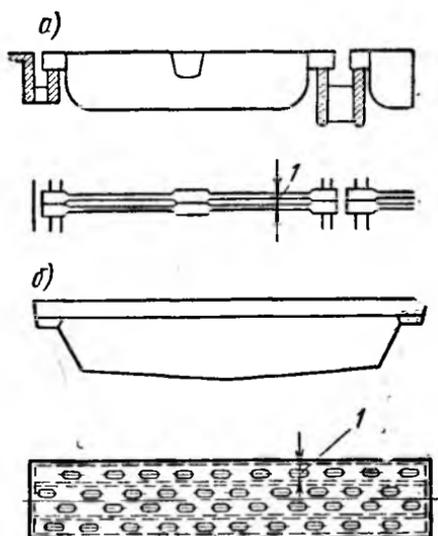


Рис. 17-3. Колосники:
а — балочные; б — плиточные

Топки с ручным обслуживанием. В настоящее время топки с ручным обслуживанием встречаются редко. Их используют для котлов низкой производительности. К недостаткам немеханизированных топок можно отнести следующие:

низкая экономичность топочного процесса, что объясняется высоким коэффициентом избытка воздуха и большой химической неполнотой сгорания;

периодическое снижение установленной мощности топки из-за потоков холодного воздуха, поступающих через открытую дверцу во время загрузки и перемешивания (шуровки) топлива;

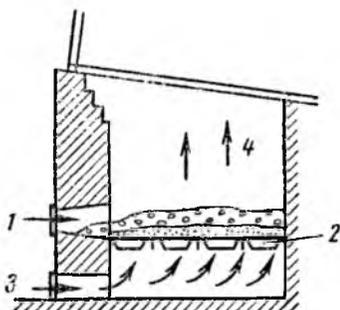


Рис. 17-4. Схема простой слоевой топки

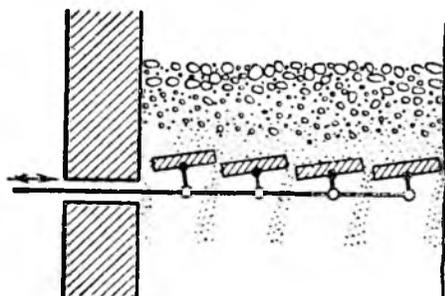


Рис. 17-5. Колосниковая решетка с качающимися колосниками

трудоемкость операций по обслуживанию топки и связанный с этим увеличенный штат обслуживающего персонала.

Полумеханизированные топки. Топки, у которых механизированы только *некоторые* процессы, называют полумеханизированными.

В этих топках применяют механизированные *забрасыватели*, которые заменяют очень трудоемкую работу — ручную загрузку топлива на колосниковую решетку. Их подразделяют на *пневматические* (действующие при помощи сжатого воздуха), *механические* и *пневмомеханические*.

Для перемешивания топлива и частичного удаления золы и шлака в топке (рис. 17-5) устанавливают *решетки с качающимися колосниками*. Колосники, периодически покачиваясь, разрыхляют шлак и он проваливается в зольник. Это позволяет реже производить полную очистку колосниковой решетки. При покачивании колосников перемешивается также и топливо, что улучшает его сгорание.

Работу топки частично механизмируют применением *наклонной решетки* (рис. 17-6) со ступенчатыми колосниками.

В топке установлены чугунные наклонные балки 3, на которые уложены плоские колосники 4. Уклон балок в зависимости от сорта топлива изменяют регулирующим винтом 2. Топливо в топку по-

дается без бункера, а толщина слоя регулируется специальной подвижкой 1, называемой шибером. Фазы горения на наклонной колосниковой решетке протекают одновременно. В верхней части — подогрев, подсушка топлива и выделение летучих; дальше — горение кокса, а на дожигательной решетке 5 окончательное догорание кокса и выжигание шлака. Своду 6 придается такое положение, чтобы тепловые лучи 7, падающие на него от топлива, горящего в нижней части наклонной решетки и на дожигательной решетке, отражались от него на верхнюю часть решетки со свежим топливом, подлежащим подсушке.

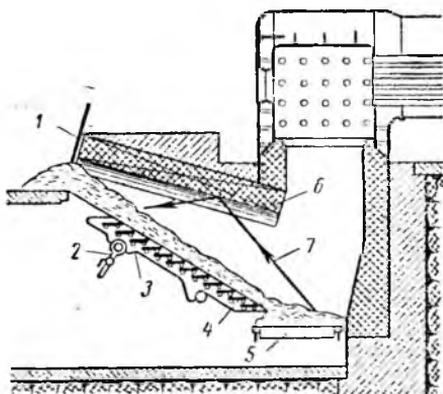


Рис. 17-6. Наклонная колосниковая решетка со ступенчатыми колосниками

Механизированные топки. В качестве примера рассмотрим топку с цепной решеткой (рис. 17-7). Она является основным элементом современного мощного оборудования топок со слоевым сжиганием.

Топливо из бункера 1 поступает на движущуюся колосниковую решетку 4. Она состоит из двух параллельно расположенных бесконечных цепей, на которых укреплены колосники. Цепи с колосниками образуют замкнутое полотно. Обе цепи надеты на две пары звездочек (зубчатых колес), при вращении которых цепная решетка медленно перемещается вместе с топливом, лежащим на колосниках. Толщина слоя топлива регулируется шибером 2, а прекращение подачи топлива осуществляется затвором 3. Воздух, необходимый для горения, подводится под решетку по зонам 5 с отдельным регулированием. В начале решетки топливо прогревается, а затем горит с малым избытком воздуха. По мере прогорания и уменьшения слоя топлива избыток воздуха увеличивается. В конце решетки выжженный шлак удаляется шлакоснимателем 6.

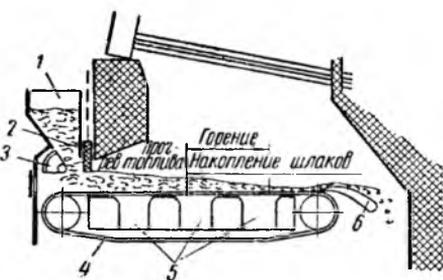


Рис. 17-7. Топка с цепной решеткой

На рис. 17-8 представлена самая распространенная в настоящее время цепная беспровальная решетка. Она состоит из наклонно рас-

положенных чешуйчатых колосников 3, укрепленных на несущих бесконечных цепях 1. Колосники имеют форму изогнутой ложки с карманом 4 в нижней ее части, куда сваливается провал, т. е. очень

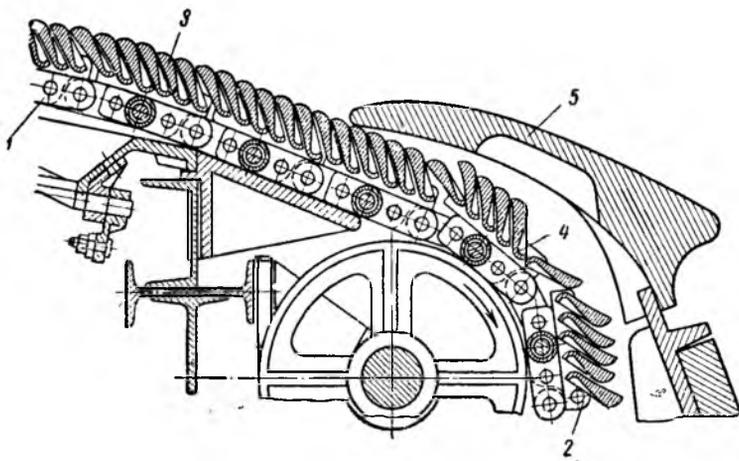


Рис. 17-8. Беспровальная цепная решетка с чешуйчатыми колосниками

мелкая часть топлива. В конце решетки, когда шлакосниматель 5 удалит шлак, колосники поворачиваются на оси, укрепленной в держателе 2, и провал падает в специальный бункер.

§ 3. Камерные топки

Камерные топки предназначены для сжигания пылевидного, мелко дробленого, жидкого и газообразного топлива. Камерная топка представляет собой топочное пространство (камеру) без колосниковой решетки и загрузочной дверцы.

Топливо и воздух, необходимый для сжигания, подают в топочную камеру специальными устройствами (форсунками или горелками, в зависимости от рода топлива). Там топливо сгорает во взвешенном состоянии. Воздух, поступающий в камеру вместе с топливом, называют *первичным*.

Остальная часть воздуха, необходимого для горения, подается в камеру дополнительно. Этот воздух называют *вторичным*.

Камерные топки для сжигания угольной пыли различают в основном по расположению горелок и по способу шлакоудаления.

На рис. 17-9 приведены схемы расположения горелок в камерной топке. Для средних котлоагрегатов в основном принято фронтальное (б) и встречное (в) расположение горелок, а для крупных — угловое (г). Потолочное расположение (а) применяют редко.

По способу удаления шлака топки различают с сухим и с жидким шлакоудалением.

В топках с сухим шлакоудалением 80—85% образовавшейся от сгорания угольной пыли золы выносятся с дымовыми газами. Остальные 15—20% превращаются в шлак, который стекает в нижнюю часть топки — экранированную шлаковую воронку. Частицы расплавленного шлака, соприкасаясь с поверхностью холодной воронки, затвердевают и сыпаются в шлаковую шахту.

Вынос из топочной камеры основной массы золы является большим недостатком топок с сухим шлакоудалением.

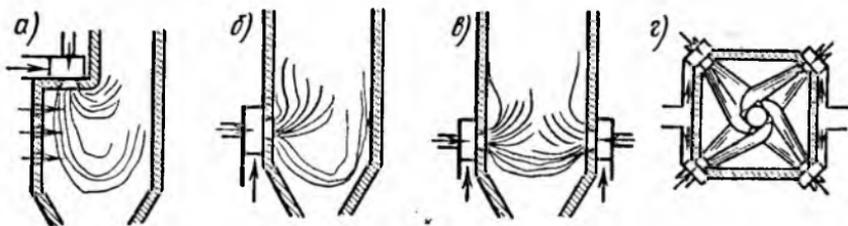


Рис. 17-9. Схемы расположения горелок

В топках с жидким шлакоудалением основная часть золы до 90% превращается в жидкий шлак и удаляется в шлаковую ванну.

Приготовление пылеугольного топлива. Основным топливом на крупных энергоустановках является пылевидное и мелко дробленое. Его готовят на специальных угольных мельницах, используя куски и мелочь антрацита, каменного и бурого угля, торфа и сланца.

Топливо, предназначенное для пылеприготовления, до поступления в мельницу проходит предварительную подготовку. Из него удаляют магнитным сепаратором металлические куски, грубо дробят, сушат, а затем подвергают более мелкому дроблению.

После такой подготовки топливо поступает в систему пылеприготовления, где оно превращается в мелкую пыль с размером частиц 300—500 мкм и меньше.

Качество угольной пыли определяется главным образом тонкостью помола, конечной влажностью и взрывобезопасностью.

Тонкость помола определяется в основном выходом летучих веществ. Чем больше летучих веществ содержится в топливе, тем оно быстрее воспламеняется и полнее сгорает. Следовательно, топливо с большим выходом летучих веществ может подвергаться довольно грубому помолу. При малом выходе летучих веществ помол должен быть тонкий.

Высокая конечная влажность топливной пыли приводит к ее комкованию. Пыль легко слеживается в бункерах и забивает питатели;

медленно воспламеняется и неполностью сгорает. Чрезмерно сухая пыль склонна к самовозгоранию и взрыву. Кроме того, глубокая сушка, необходимая для максимального обезвоживания пыли, удлиняет время размола и увеличивает расход энергии, что снижает производительность мельницы и удорожает стоимость размола.

Взрывобезопасность пыли зависит от содержания в ней летучих, от влажности пыли, зольности и тонкости помола. Угли с содержанием летучих меньше 10% невзрывоопасны. Повышение влажности, зольности и крупный помол пыли понижают ее взрывоопасность.

Антрацит, тощие и другие твердые угли размалывают в шаровых барабанных мельницах (ШБМ). Они работают на принципе удара, раздавливания и истирания.

Шаровая мельница представляет собой цилиндрический барабан диаметром от 2 до 4 м и длиной от 2,5 до 8 м. Внутри барабан выложен плитками из износостойкой марганцовистой стали. Барабан загружают стальными шарами диаметром 30—40 мм и топливом, которое нужно превратить в пыль. Барабан вращается со скоростью 15—25 об/мин. Шары перекатываются и при этом разбивают и растирают уголь.

Топливо с высоким содержанием летучих веществ и невысоким сопротивлением размолу (бурый уголь, каменный уголь с содержанием летучих не менее 25%, торф и сланец) размалывают в шахтных мельницах (ШМ). Принцип работы шахтной мельницы будет приведен в описании шахтно-мельничной топки.

Размол топлива резко увеличивает его поверхность, что значительно улучшает процесс сгорания.

Пылевидное топливо обладает следующими достоинствами:

- 1) под котлами разных мощностей можно сжигать любые низкосортные виды топлива, в том числе отходы добычи и обогащения угля;
- 2) высокой экономичностью: при низком коэффициенте избытка воздуха (1,2—1,25) потери от неполноты горения незначительны;
- 3) возможностью полной механизации, автоматизации и регулирования работ;
- 4) возможностью создания мощных топков.

Недостатками пылевидного топлива являются:

- 1) высокая начальная стоимость оборудования системы пылеприготовления;
- 2) расход электроэнергии на размол топлива;
- 3) большой унос летучей золы с дымовыми газами в трубу (до 80% общего количества золы в топливе).

Несмотря на указанные недостатки, основная часть крупных электростанций работает на пылевидном топливе.

При применении пылевидного топлива пользуются индивидуальной системой пылеприготовления и с промежуточным бункером.

В индивидуальной схеме полученная из мельницы пыль непосредственно поступает в топку. В схеме с промежуточным бункером предусмотрен запас угольной пыли.

Эта схема наиболее надежная, а поэтому она получила широкое применение в котельных крупных электростанций нашей страны.

На рис. 17-10 приведена схема системы пылеприготовления с промежуточным бункером. Из бункера 1 топливо подается на весы 2, затем в питатель 3 и из него в барабаны мельницы 4. В барабан вдувается горячий воздух с температурой 250—400° С. Топливо подсушивается и размалывается.

Из мельницы пыль выносятся воздухом в сепаратор 5, где происходит разделение фракций. Готовая пыль из сепаратора направляется мельничным вентилятором в циклон 6, а недомолотые частицы

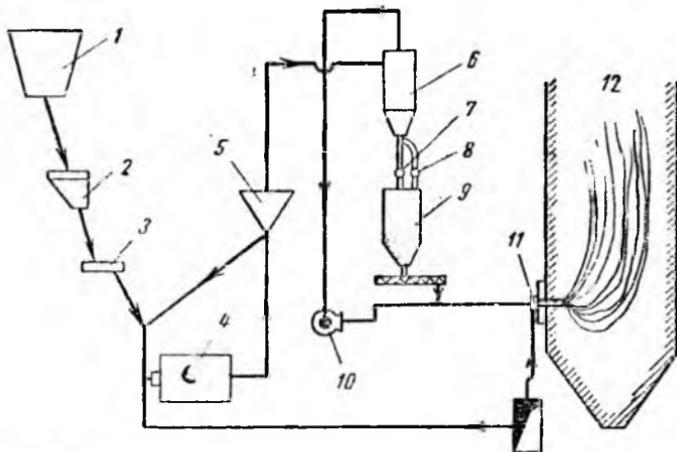


Рис 17 10. Схема пылеприготовления с промежуточным бункером

топлива возвращаются в мельницу. В циклоне около 90% пыли отделяется от воздуха, осаждается и направляется через клапаны 7 в промежуточный бункер 9 или через шнек 8 в другой бункер.

Слабо запыленный воздух из циклона отсасывается вентилятором 10 и нагнетается в смеситель, куда одновременно из промежуточного бункера поступает топливная пыль. Готовая пыль вдувается в горелки 11 топки 12 для сжигания.

Горелки для сжигания угольной пыли. Интенсивность и экономичность сгорания пылевидного топлива и устойчивость факела главным образом зависят от работы горелок, через которые угольная пыль подается в камеру сгорания.

При сжигании пылевидного топлива в основном применяют два типа горелок: круглые турбулентные (с бурным вихреобразным движением воздуха) горелки ОРГРЭС* и щелевые прямоточные горелки.

* Государственный трест по организации и рационализации районных электростанций и сети Союзглавэнерго Госплана СССР.

На рис. 17-11 показана круглая горелка ОРГРЭС. Пылевоздушная смесь по центральной трубе подается в топку. Конус-рассекатель 3 регулирует скорость поступления пылевоздушной смеси в топку. Он также обеспечивает подсос раскаленных топочных газов к корню факела. Вторичный воздух подается в топку через улитку 2. Проходя кольцевое пространство, образуемое наконечником 4 и обмуровкой, воздух завихряется и хорошо перемешивается с первичным воздухом и угольной пылью. В корпусе горелки предусмотрены отверстия, куда устанавливают мазутную форсунку для растопки горелки.

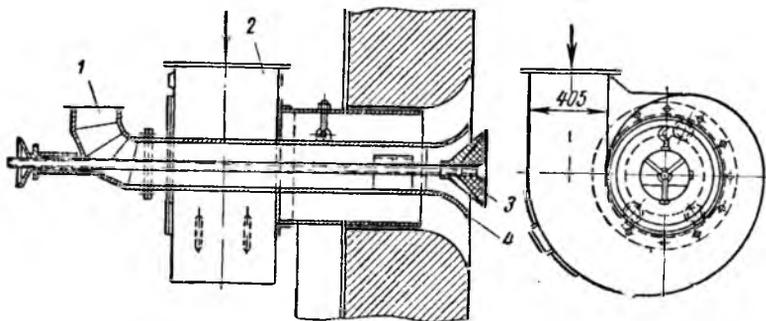


Рис. 17-11. Круглая пылеугольная горелка ОРГРЭС

На рис. 17-12 показана схема щелевой прямоточной горелки. Пылевоздушная смесь подается в топку через узкие щели 1, размещенные по углам топки. Угловое расположение горелок (см. рис. 17-9, а) способствует завихрению потока поднимающихся газов в топке.

Вторичный воздух подается в горловину 2, расположенную вокруг щелевого канала 1. Оба потока перемешиваются в топочном пространстве у выхода из горелки за плоскостью 3—3.

Шахтно-мельничные топки. Эти топки получили широкое распространение для сжигания угольной пыли, приготовленной из высоковлажных топлив с выходом летучих на горючую массу более 30%.

Шахтно-мельничные топки (ШМ) пригодны для работы под котлами любой мощности. Они отличаются простотой пылеприготовления, сравнительно невысокой стоимостью и компактностью, а также обладают невысоким удельным расходом энергии на расход топлива (10—12 *квт·ч/т*).

Шахтно-мельничная топка представляет собой обычную камерную топку. Свое название она получила от шахтной мельницы, которая входит в состав котлоагрегата.

На рис. 17-13 показана схема шахтной мельницы. Она состоит из шахты 3, на дне которой расположен ротор со съемными билами 2,

изготовленными из марганцовистой стали. Внутренняя часть шахты снабжена защитной съемной броней.

Топливо через патрубок 1 без предварительной просушки поступает в шахту мельницы и попадает на вращающиеся била. Тогда же одновременно подается до 80% первичного подогретого воздуха, необходимого для подсушивания и сгорания топлива. Вторичный воздух в количестве до 20% подается прямо в топку.

Била, вращаясь со скоростью 700—900 об/мин, разбивают и размалывают

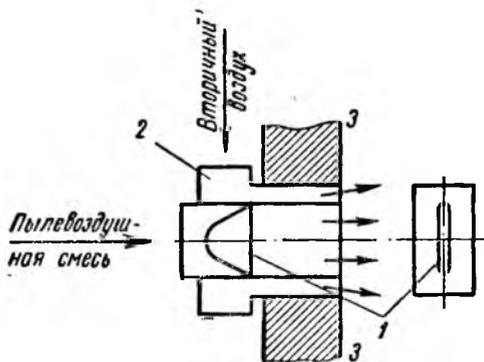


Рис. 17-12. Щелевая прямоточная горелка

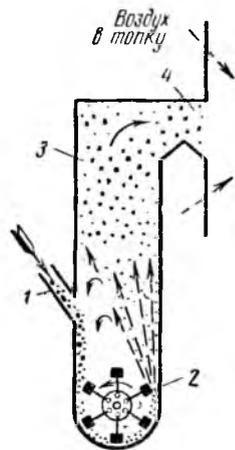


Рис. 17-13. Схема шахтной мельницы

вают попавшее на них топливо. Образовавшаяся смесь пыли с кусочками топлива уносится потоком горячего воздуха в верхнюю часть шахты. Крупные куски топлива под действием своей массы падают обратно в мельницу и подвергаются вторичному помолу. Мелкая пыль вместе с воздухом направляется через окно 4 в топку.

Основным недостатком шахтных мельниц является быстрый износ бил. Их необходимо заменять через каждые 300—500 ч работы.

Пневматическая топка системы А. А. Шершнева. Эта топка и аналогичные ей носят общее название пневматических. Предназначены они для сжигания топлива без размала его в пыль. В них сжигают фрезерный торф, древесные отходы, сланцы, молодые украинские угли, лузгу и другое низкосортное топливо. Некоторые из перечисленных видов топлива предварительно подвергают дроблению.

Пневматическая топка системы А. А. Шершнева (рис. 17-14) предназначена для сжигания фрезерного торфа под котлами паропроизводительностью до 20 кг/сек. Эту топку можно считать вихревой, так как конфигурация ее стен, подача топлива и вторичного воздуха создают вихревое движение потока газа с топливом.

Топливо из бункера подается питателем 1 в топку. Падая, оно встречает на своем пути выступ 2 на передней стенке топки. Ударяясь о выступ, топливо отлетает, образуя вихри. При этом мелкие частицы топлива сгорают во взвешенном состоянии, а более крупные падают на наклонную часть 3 передней стенки камеры. Сильная струя воздуха из сопла 5 отбрасывает частицы топлива назад; при этом создается вихревое движение потоков воздуха с топливом. Топливо перемешивается с горячим газом, высыхает и, выделяя летучие вещества, сгорает. Несгоревшие частицы падают на заднюю

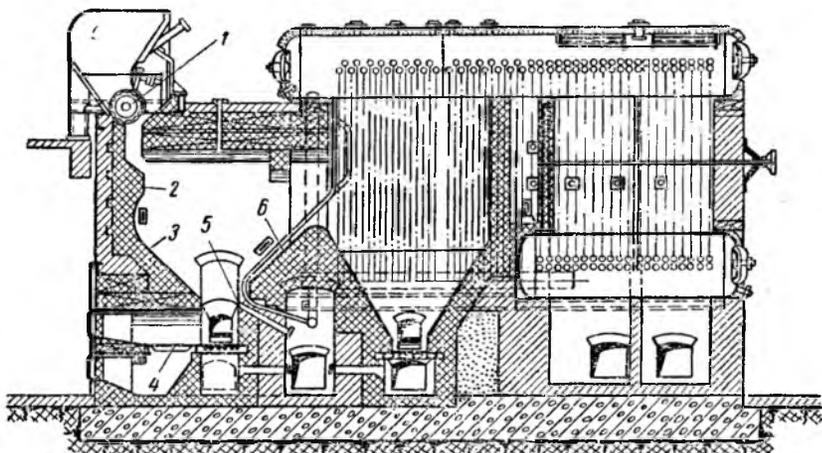


Рис. 17-14. Пневматическая топка системы А. А. Шершнева

стенку 6, скатываются с нее и опять попадают под струю воздуха из сопла 5. Так частицы циркулируют до тех пор, пока не сгорят. Крупные частицы, не успевшие сгореть в воздухе, падают на колеснико-вую решетку 4 и там догорают.

Циклонные топки. Эти топки предназначены для сжигания дробленого угля. Схема такой топки представлена на рис. 17-15. Дробленый уголь с первичным воздухом подается через штуцер 1 в циклонную камеру 2. В нее же тангенциально подается вторичный воздух, который поступает через штуцер 3 со скоростью около 100 м/сек. В камере создается вращающийся поток продуктов горения, отбрасывающий крупные частички топлива на ее стены, где они под действием горячих воздушных потоков газифицируются.

Из циклонной камеры продукты горения с недогоревшими частицами топлива поступают в камеру дожигания 4. Шлак из циклонной камеры через камеру дожигания поступает в шлаковую ванну, где он гранулируется водой.

Достоинствами циклонных топок являются:

- 1) возможность горения топлива с небольшим избытком воздуха 1,05—1,1, что снижает потери тепла с отходящими газами;
- 2) повышенная удельная тепловая мощность топочного объема;
- 3) возможность работы на дробленом угле (вместо пылевидного);

4) улавливание золы топлива в топке до 80—90%.

К недостаткам циклонной топки следует отнести:

- 1) трудность сжигания высоковлажных углей и углей с малым выходом летучих веществ;
- 2) повышенный расход энергии на дутье.

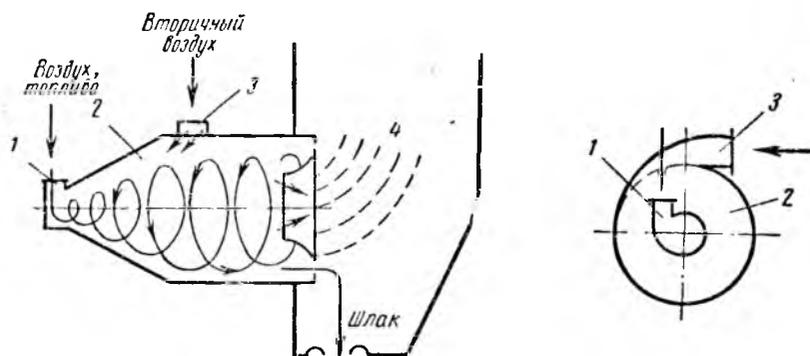


Рис. 17-15. Схема циклонной топки

Топки для сжигания жидкого топлива. Топки для сжигания жидкого и газообразного топлива отличаются от топков для пылеугольного топлива тем, что в них холодная шлаковая воронка заменяется наклонным кирпичным подом, что объясняется отсутствием золы при сгорании этого топлива.

Из жидких топлив под паровыми котлами сжигается только мазут. При этом он используется, главным образом, как растопочное топливо. Если электростанции расположены в местах нефтедобычи, то мазут с успехом используют в качестве основного топлива.

Мазут в топочную камеру подается в распыленном состоянии. Для этого применяют *механические* или *паровые форсунки*.

Для лучшего распыления мазут предварительно подогревают до температуры 85—115° С. Это одновременно облегчает условия его транспортирования, так как вязкость мазута с повышением температуры уменьшается.

Недостатком механических форсунок является быстрое их загрязнение, а следовательно, — частая чистка.

Паровые же форсунки нечувствительны к загрязнению, но имеют потери пара, составляющие 3—5% от паропроизводительности кот-

ла, тогда как при механических форсунках потери электроэнергии составляют 1%. Кроме того, работу паровых форсунок сопровождается сильный шум.

Топки для сжигания газового топлива. В камерных топках под котлами сжигают коксовый и природный газ,

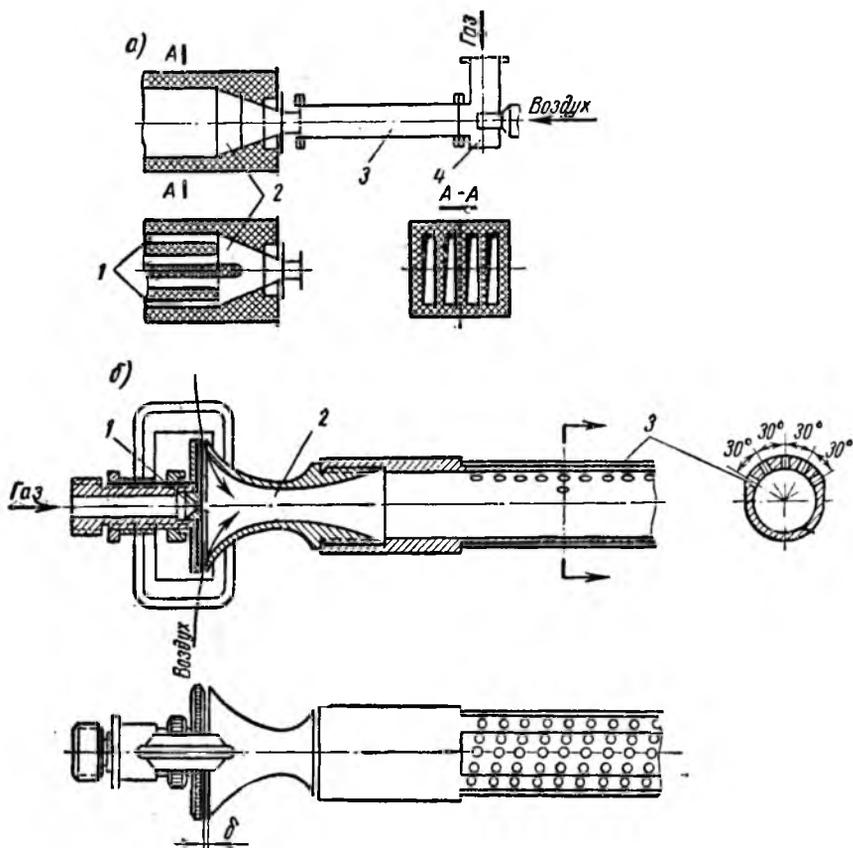


Рис. 17-16. Горелки для сжигания газового топлива:
 а — низкокалорийного; б — высококалорийного

а в котельных металлургических заводов используют также отходы доменного производства — *доменный газ*. Газ и воздух подают через горелки в топочную камеру.

Газовые горелки подразделяют на горелки для низкокалорийных и высококалорийных газов.

Для сжигания низкокалорийного доменного газа применяют *беспламенные* (короткофакельные) горелки. В такой горелке

(рис. 17-16, а) газозвоздушная смесь образуется в смесителе 4 и через смесительную трубку 3 поступает в форкамеру 2, где происходит ее основное горение, а затем смесь догорает в узких каналах 1. В топочную же камеру выходят образовавшиеся продукты сгорания. Горение в таких топках происходит при коэффициенте избытка воздуха порядка 1,05. Потери от химической неполноты сгорания доходят до 2—3% от сжигаемого топлива.

Доменный газ можно сжигать в неэкранированных топках. Если же сжигание происходит при высокой температуре нагрева воздуха и доменного газа, то топки необходимо экранировать.

При сжигании природного газа в топке возникают высокие температуры. Поэтому топочная камера должна быть полностью экранирована. На рис. 17-16, б показана одна из горелок для сжигания высококалорийного газа. Вдоль оси горелки газ поступает в сопло 1. Внутри горелки через регулируемый кольцевой зазор шириной δ подсасывается воздух. В смесителе 2 газ перемешивается с воздухом и поступает в цилиндрическую часть горелки. На ее боковой поверхности расположены отверстия 3, через которые смесь газа с воздухом поступает внутрь топки, где и сгорает.

§ 4. Основные характеристики топков

Работа топки характеризуется видимыми тепловыми напряжениями решетки и топочного пространства. Удельным тепловым напряжением решетки q_T/R_T называют тепловую мощность топки q_T , отнесенную к полной площади R_T колосниковой решетки. Полной площадью колосниковой решетки называют поверхность, образуемую колосниками

$$\frac{q_T}{R_T} = \frac{BQ_H^p}{R_T} \text{ квт/м}^2,$$

где B — секундный расход топлива, кг/сек;

Q_H^p — низшая теплота сгорания рабочей массы топлива, кдж/кг.

Удельным тепловым напряжением топочного пространства q_T/V_T называют тепловую мощность топки q_T , отнесенную к единице объема V_T топочного пространства, без учета потерь тепла в топке

$$\frac{q_T}{V_T} = \frac{BQ_H^p}{V_T} \text{ квт/м}^3,$$

где V_T — объем топочного пространства, м³.

Так, например, удельная тепловая мощность топочного пространства беспламенной горелки составляет около 350 квт/м³.

Эти напряжения называют видимыми, потому что при их определении не учитывают потери тепла от механического недожога.

§ 1. Основные понятия

Паровой котел является одним из главных элементов котельного агрегата. Он представляет собой устройство, в котором вырабатывается пар заданных параметров. Этот процесс осуществляется под воздействием тепла продуктов сгорания, образовавшихся в результате сжигания топлива в топке. Тепло продуктов сгорания через поверхности нагрева, расположенные в топке и газоходах

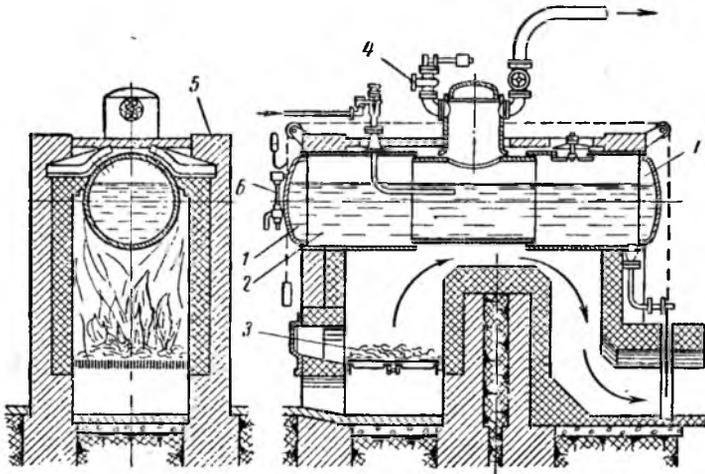


Рис. 18-1. Схема простого цилиндрического котла

котлоагрегата, передается воде, которая омывает внутренние стенки котла. Воздействие высокой температуры на стенки котла, не охлаждаемые водой, приводит к *размягчению металла, пережогу и взрыву котла*. Для предупреждения этих опасных явлений необходимо от поверхностей нагрева котла интенсивно отводить тепло. Тепло отводится водой и пароводяной смесью, непрерывно движущихся вдоль поверхностей нагрева внутри котла. Это движение носит название *циркуляции*.

По системе циркуляции котлы делят на *котлы с естественной и с принудительной циркуляцией*.

В котлах с естественной циркуляцией движение воды и пароводяной смеси осуществляется вследствие разности их плотностей. В котлах с принудительной циркуляцией воду и пароводяную смесь принудительно заставляют двигаться при помощи циркуляционного насоса.

Родоначальником современных мощных котлов является цилиндрический котел, схема которого показана на рис. 18-1. Такой котел представляет собой цилиндр с днищами 1, замурованный в кирпичную кладку. В днище котла установлена ручная топка 2, а в боковой стенке котла — мундштук 3. Для безопасности работы котла и арматурой манометром (на рисунке не показан), водоуказательным стеклом 6 и предохранительными клапанами 4.

Для безопасности работы котла и арматурой манометром (на рисунке не показан), водоуказательным стеклом 6 и предохранительными клапанами 4.

Такие котлы в настоящее время не применяют, так как они производят пар очень низких параметров, имеют очень большие объемы воды при малой поверхности нагрева и малую паропроизводительность (количество полученного в единицу времени пара) при больших габаритах.

По конструкции паровые котлы подразделяются на: газотрубные и водотрубные.

§ 2. Газотрубные котлы

Газотрубный котел представляет собой цилиндр, заполненный водой, в котором размещены одна или несколько труб, омываемых внутри горячими газами.

Газотрубные котлы подразделяются на жаротрубные, дымогарные и комбинированные.

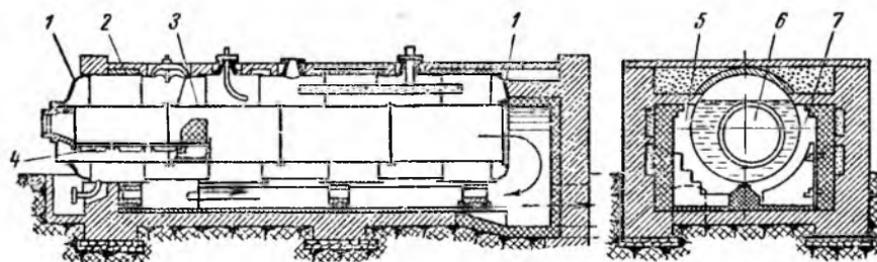


Рис. 18-2. Жаротрубный котел

Жаротрубные котлы. Эти котлы появились в начале XIX в. На рис. 18-2 показан общий вид жаротрубного котла. По своему устройству они похожи на цилиндрические котлы с той только разницей, что в водяном пространстве жаротрубного котла вдоль всего барабана 2 установлена жаровая труба 3, являющаяся по существу топкой. Она соединена своими концами с днищами 1 барабана, образуя в нем сквозное отверстие.

В передней части жаровой трубы размещается топка с колосниковой решеткой 4. Остальная часть трубы является первым дымоходом 6 котельного агрегата. Котлы обмуровываются так, чтобы дымовые газы, выйдя из первого дымохода (жаровой трубы), прошли

... 7 и третий 5. Здесь горячие дымовые газы обходят котла.

Такое
для у.
Дли.

от 4 до 9 м, а диаметр — от 1,0 до 2,5 м.

Увеличение поверхности нагрева в процессе совершенствования конструкции котлов шло за счет увеличения числа жаровых труб в барабане.

Однако при максимальной поверхности нагрева, дошедшей до 120 м², их производительность едва достигала 0,5—0,7 кг/сек.

Эти котлы в настоящее время встречаются очень редко. Вновь их не строят, так как, имея большой водяной объем, эти котлы взрывоопасны. Имеющиеся старые жаротрубные котлы иногда используют как водогрейные.

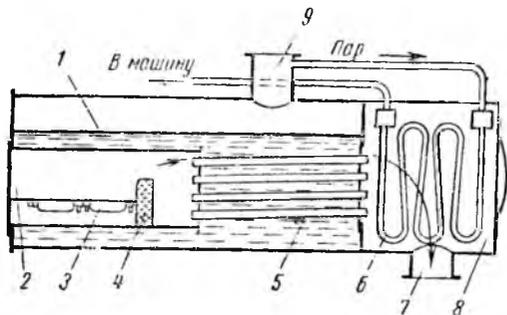


Рис. 18-3. Дымогарный котел

Дымогарные котлы. Эти котлы отличаются от жаротрубных тем, что в водяном объеме основного барабана 1 (рис. 18 3) находится пучок, состоящий из большого количества дымогарных трубок 5 малого диаметра (от 50 до 150 мм), по которым проходят горячие дымовые газы. Трубы закреплены в днищах барабана. С одной стороны барабана размещается топочная камера 2, состоящая из колосниковой решетки 3 и порога 4, а с другой — дымовая коробка 8. Уровень воды в барабане должен находиться выше верхнего ряда дымогарных труб. Топочные газы из топки по дымогарным трубам направляются в дымовую коробку, а затем в газход 7. Насыщенный пар из котла через сухопарник 9 отводится в пароперегреватель 6, расположенный внутри дымовой коробки 8. В пароперегревателе пар подсушивается, перегревается и направляется потребителю.

Комбинированные котлы. В цилиндре барабана комбинированного котла устанавливают и дымогарные, и жаровые трубы. В свое время эти котлы получили широкое распространение на паровозах и пароходах. Конструкция такого котла очень сложна, чистка котла затруднена и возможности повышения давления ограничены.

Ранее установленные газотрубные котлы и в настоящее время вырабатывают пар низких параметров для технологических и отоп-

питательных целей. Их также устанавливают живающих лесные хозяйства. Однако вытесняются водогрубными

§ 3. Водогрубы

В водогрубных котлах значительно как большой барабан-цилиндр заменен барабаном меньшего размера. Новая конструкция такого котла позволяет повысить паропроизводительность и параметры пара при значительном снижении удельного расхода металла на изготовление котла.

Водогрубный котел состоит из барабанов-паросборников, коллекторов** и пучков кипяtilьных труб небольшого диаметра. Эти части соединены между собой и составляют циркуляционный контур воды и пароводяной смеси водогрубного котла.

На рис. 18-4 изображена схема замкнутого циркуляционного контура. Опускная труба 2 обычно располагается вне топки. Если же она находится в топке, то только в зоне слабого обогрева. Коллектор 3 и подъемная труба 4 находятся в зоне высоких температур.

Питательная вода, поступающая в барабан-паросборник 1 через опускную трубу, заполняет коллектор и подъемную трубу. Так как коллектор и подъемная труба находятся в зоне высоких температур, то вода закипает, и образующаяся пароводяная смесь как более легкая по подъемной трубе возвращается в барабан котла. В барабане пар выделяется из пароводяной смеси и направляется в пароперегреватель, а вода опять опускается по трубе 2 в коллектор 3. Таким образом, создается естественная циркуляция воды и пароводяной смеси в паровом котле. Для надежной и безопасной работы котла циркуляция в нем должна быть устойчивой, т. е. движение потоков воды и пароводяной смеси в контуре должно быть непрерывным и с необходимой расчетной скоростью. В противном случае в подъемных трубах могут возникать паровые мешки, приводящие к местному перегреву стенок труб и к их разрыву.

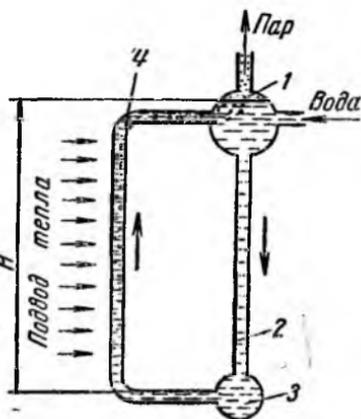


Рис. 18-4. Схема естественной циркуляции воды и пара в паровом котле

* Локомотив (латинское слово locus, место + mobilis, подвижный) — передвижная паросиловая установка.

** Коллектор — сборный трубопровод большого сечения.

а кипяtilьных труб к горизонту
а горизонтально-водотрубные и
е являются развитием первых

глубокие котлы. В конце
1. г. Шухов разработал и построил
существующих в то время горизонтально-водо-

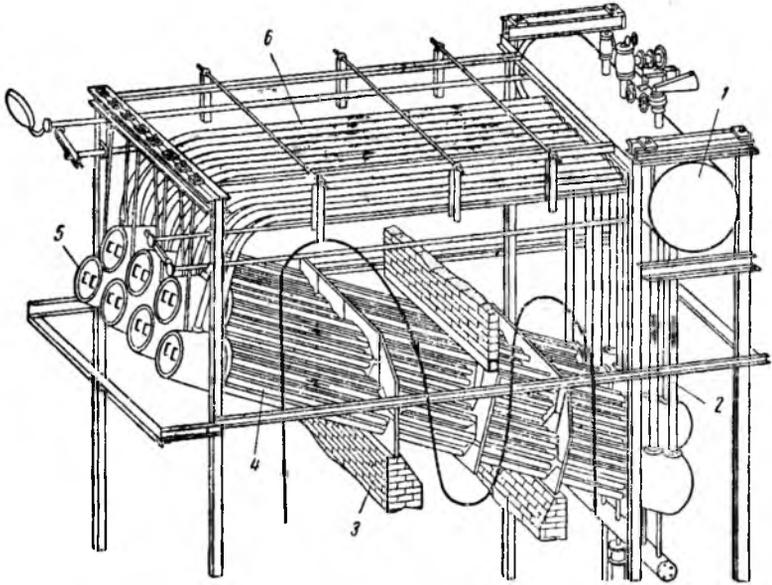


Рис. 18-5. Горизонтально-водотрубный котел системы Шухова—Берлина

трубный котел. В. Г. Шухов стандартизировал элементы котельного агрегата и организовал производство котлов со сборкой элементов непосредственно на месте их установки. Котлы этой системы с изменениями и постепенным совершенствованием строились несколько десятков лет.

В 1937 г. котел системы Шухова был модернизирован инженером Берлиным и получил название котла Шухова—Берлина (рис. 18-5). В этом котле вместо продольных барабанов был установлен поперечный. Пучки труб были размещены в шахматном порядке, длина труб увеличена, а количество их в пучке уменьшено.

Циркуляция воды и пароволяной смеси в горизонтально-водотрубном котле осуществляется следующим образом. Из барабана-паросборника 1 вода по опускным трубам 2 опускается в задние камеры. Поднимаясь по кипяtilьным трубам 4, вода испаряется

и, превратившись в пароводяную смесь, заполняет передние камеры 5. Оттуда в виде пара возвращается по трубам 6 в барабан-паросборник. Для удлинения пути топочных газов установлены кирпичные перегородки 3.

Горизонтально-водотрубные котлы в свое время обладали большими достоинствами по сравнению с газотрубными котлами, но по сравнению с современными вертикально-водотрубными котлами они имеют серьезные недостатки:

- 1) значительный расход металла на изготовление необогреваемых толстостенных камер;
- 2) сложность работы циркуляционного контура, имеющего значительное внутреннее гидравлическое сопротивление;
- 3) наличие большого количества лючков, соединений и затворов;
- 4) жесткость соеднения трубой части котла, что приводит при тепловых расширениях к нарушению вальцовочных соединений труб с камерами.

В настоящее время в нашей стране вместо горизонтально-водотрубных котлов выпускают вертикально-водотрубные.

Вертикально-водотрубные котлы. Одновременно с совершенствованием горизонтально-водотрубных котлов шла работа над новыми конструкциями котлов, в которых пучки крутонаклоненных кипяточных труб присоединялись непосредственно к барабану-паросборнику. Такие котлы называли вертикально-водотрубными. Они не имеют дорогостоящих соединительных камер, вес которых в горизонтально-водотрубных котлах составляет 30—40% веса всей паробразующей системы.

Вначале вертикально-водотрубные котлы строились с большим количеством барабанов (рис. 18-6, а и б) — самой дорогой частью котла, — что увеличивало расход металла и повышало стоимость. Дальнейшее развитие вертикально-водотрубных котлов шло по пути уменьшения количества барабанов (рис. 18-6, в и г). В настоящее время их количество доведено до одного (рис. 18-6, д). Переход на однобарабанную систему дал возможность снизить расход металла, работающего в условиях высокого давления.

Одним из мероприятий по совершенствованию конструкций котлоагрегатов было создание сильно экранированных вертикально-водотрубных котлов. Дело в том, что в современных топках горение топлива происходит при столь высоких температурах, что полученная в результате сгорания топлива зола расплавляется и превращается в шлак. Высокая температура топки и действие расплавленного шлака, осевшего на стенки топки, способны быстро разрушать ее обмуровку. Кроме того, расплавленные частички золы, уносимые дымовыми газами, оседая на поверхностях нагрева, ухудшают тем самым теплопередачу. Поэтому для защиты стенок топки от действия высоких температур и разъедания расплавленными шлаками их экранируют, т. е. перед ними устанавливают ряды гладких металлических труб.

Установленные в топке параллельно ее стенкам кипяtilьные трубы (экраны) защищают обмуровку от воздействия высоких температур и расплавленных шлаков. Трубы экранов, включенные в общую циркуляционную систему котла, являются поверхностями, эффективно воспринимающими тепло пламени топki.

Таким образом, одновременно с уменьшением количества барабанов сокращается конвективная часть поверхности нагрева котла и увеличивается радиационная, расположенная в топке в виде экранов, которые становятся не придатком котлоагрегата, а основным его элементом.

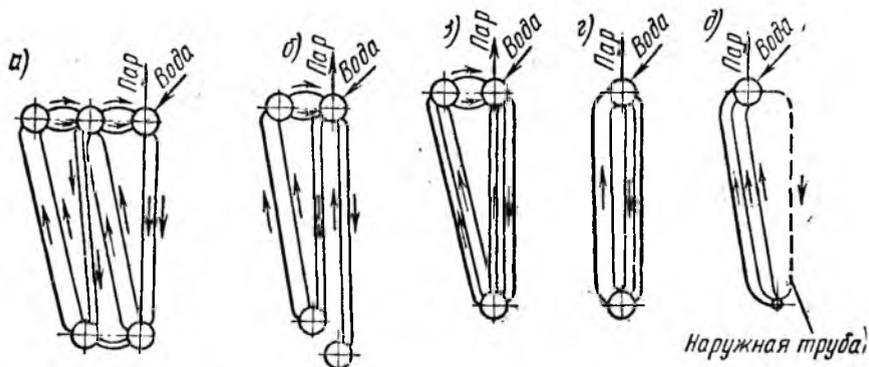


Рис. 18-6. Схема развития вертикально-водотрубных котлов

Развитие экранов позволило понизить температуру газов, покидающих топку, до температуры застывания золы, что предохранило от шлакообразования конвективные поверхности котлоагрегата.

Одновременно с экранированием топок начали широко применять воздухоподогреватели и водяные экономайзеры, помещаемые в конвективной шахте.

В настоящее время вертикально-водотрубные котлы являются основным типом стационарных котельных установок любой мощности. Параметры котельных агрегатов, выпускаемых в СССР, определяются ГОСТом.

На рис. 18-7 в качестве примера приведен котлоагрегат ПК-19 средней паропроизводительности (33,5 кг/сек) с давлением пара 100 бар и температурой перегретого пара 510° С.

Котел имеет один барабан-паросборник увеличенного размера (диаметр 1,5 м) с особыми выносными циклонами для отделения пара от воды.

Питательная вода в барабан-паросборник поступает из водяного экономайзера 6 по трубам, проходящим к барабану по задней стене обмуровки котла и по потолочному перекрытию. Из барабана-паросборника 1 и частично из выносных циклонов 2 циркуляционная вода

опускается по трубам, расположенным снаружи обмуровки, в нижние коллекторы экранов, помещенные у гидравлического затвора шлаковой шахты 8.

Пар из барабана-паросборника по трубам, идущим под потолочным перекрытием, направляется в пароперегреватель, где регулируется

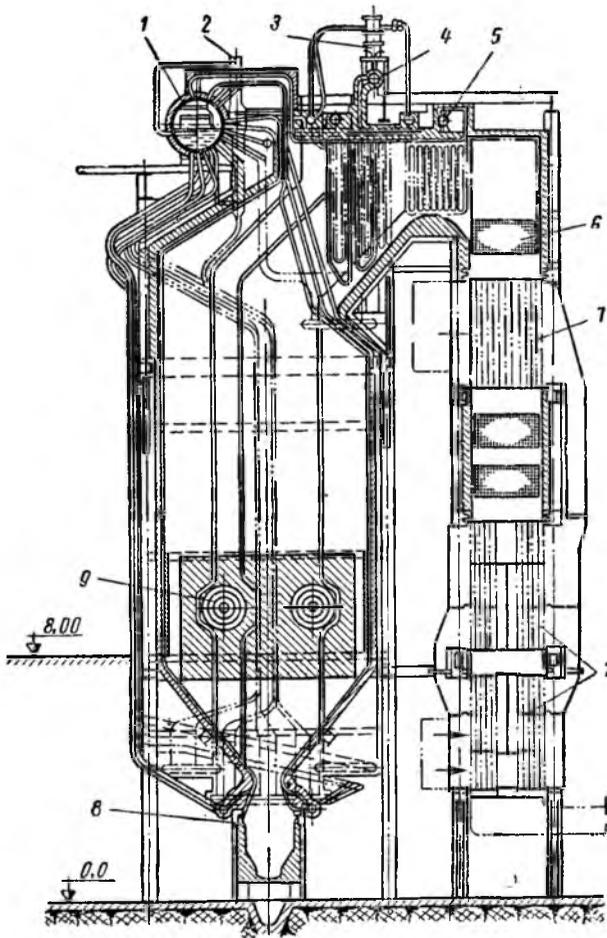


Рис. 18-7. Однобарабанный котлоагрегат типа ПК-19

температура его перегрева частичной конденсацией с помощью питательной воды. Затем пар поступает в пароперегреватель 5, расположенный в горизонтальном газоходе, соединяющем топку с конвективной шахтой. Из пароперегревателя через выходной коллектор 4 пар направляется потребителю. На коллекторе установлены предохранительные клапаны 3.

В конвективной шахте котлоагрегата, кроме экономайзера, помещается также две ступени воздухоподогревателя 7. Воздух, нагнетаемый вентилятором, проходит через воздухоподогреватель, нагревается за счет тепла дымовых газов и направляется к турбулентным горелкам 9, размещенным на боковых стенках топочной камеры.

Образовавшиеся в топке продукты сгорания поднимаются вверх, омывают трубы пароперегревателя, водяного экономайзера и воздухоподогревателя, а затем выбрасываются в атмосферу.

Стремление снизить вес металлической части котла при сохранении необходимых скоростей движения пароводяной смеси и сократить по возможности кратность циркуляции привело к созданию котлов с многократной принудительной циркуляцией. Они работают по такой же схеме, как и котлы с естественной циркуляцией, с той только разницей, что процесс циркуляции осуществляется принудительно (циркуляционным насосом).

Однако эти котлы не нашли применения на электростанциях нашей страны. Они получили широкое распространение только как котлы-утилизаторы* в металлургической и других промышленных.

§ 4. Прямоточные котлы

Если в котлах с естественной циркуляцией принудительное движение среды происходит только лишь в водяном экономайзере и пароперегревателе, то в прямоточных котлах процесс парообразования от поступления воды в котел до выдачи перегретого пара осу-

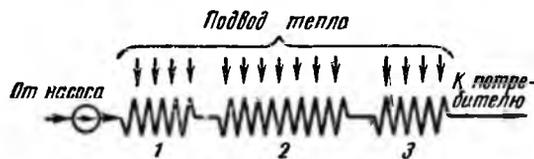


Рис. 18-8. Схема движения рабочего тела по одновитковым трубам прямоточного котла

ществляется принудительно и однократно. Продвижение воды, пароводяной смеси и пара осуществляется питательным насосом.

На рис. 18-8 приведена схема движения рабочего тела по одновитковым трубам прямоточного котла. Как видно из схемы, прямоточный котел представляет собой систему последовательно включенных труб водяного экономайзера 1, испарительной части 2 и пароперегревателя 3.

Чтобы уменьшить гидравлическое сопротивление и увеличить суммарное живое сечение для прохода воды, применяют параллельное включение витков, число которых может достигать до 50 (рис. 18-9).

* Котел-утилизатор — паровой котел, установленный у промышленной печи и работающий на дымовых газах этой печи, имеющих температуру 450—750° С.

ной зоны 3 пар поступает в радиационную часть 5 пароперегревателя, а затем в конвективную часть 4 и, наконец, к потребителю. В конвективной шахте котельного агрегата помещаются две ступени воздушного подогревателя 2.

К достоинствам прямоточного котла можно отнести небольшой вес по сравнению с барабанным котлом, возможность получения пара высоких и сверхвысоких параметров, очень высокую паропроизводительность, быстрый пуск котла и относительную взрывобезопасность, а к недостаткам — большой расход электроэнергии на питательные насосы и высокие требования к качеству питательной воды.

В настоящее время на отечественных заводах изготавливают прямоточные котельные агрегаты с давлением пара 137 бар и температурой перегретого пара 570° С при паропроизводительности от 48 до 180 кг/сек. Готовят к изготовлению прямоточные котельные агрегаты производительностью 265, 447 и 690 кг/сек с давлением 245 бар и температурой перегретого пара 585° С.

§ 5. Вспомогательные поверхности нагрева

П а р о п е р е г р е в а т е л и. Пароперегреватели предназначены для подсушки пара и перегрева его от температуры насыщения до заданной температуры.

В зависимости от размещения по зонам, пароперегреватели подразделяют на радиационные, конвективные и смешанные.

Радиационные пароперегреватели размещают в радиационной части котлоагрегата, где теплообмен между горячими газами и стенками труб пароперегревателя осуществляется главным образом излучением. *Конвективные* пароперегреватели размещают в зоне конвективного теплообмена. *Смешанные* пароперегреватели имеют две части, располагающиеся в конвективной и радиационной частях котлоагрегата.

Пароперегреватели состоят из большого количества параллельно работающих змеевиков, изготовленных из труб диаметром 30—40 мм, приваренных к коллекторам. Их располагают горизонтально и вертикально (чаще вертикально).

В зависимости от направления движения потоков пара и дымовых газов пароперегреватели подразделяют на *противоточные*, *прямоточные* и *комбинированные* (рис. 18-11).

В противоточных пароперегревателях (рис. 18-11, а) пар, вступая в первые (по ходу пара) витки труб, начинает уже перегреваться. Подходя к последним витками, он принимает почти конечную температуру перегрева. В это время наружная поверхность труб омывается наиболее горячими потоками дымовых газов.

Таким образом, поверхность нагрева противоточного пароперегревателя используется с максимальной эффективностью. Однако они могут быть использованы до температуры перегрева пара порядка

400 - 450° С, так как начальные секции (по ходу дымовых газов) противоточного пароперегревателя работают в тяжелых условиях.

В прямоточных пароперегревателях (рис. 18-11, б) первые витки его труб (по ходу пара) омываются наиболее горячими дымовыми газами. При этом температура газа постепенно уменьшается, а температура пара увеличивается. Вследствие этого в начале пароперегревателя создается наибольшая разность температур газа и пара, а в конце — наименьшая. Если при этом в пароперегреватель поступает влажный пар, то при испарении влаги содержащейся в

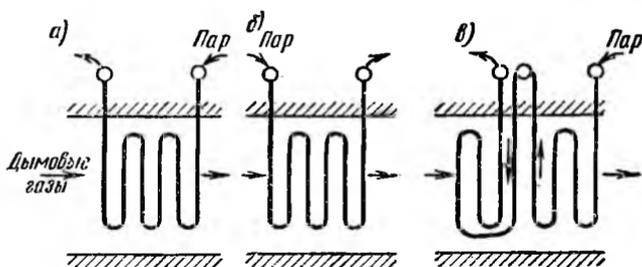


Рис. 18-11. Схема движения газа и пара в вертикальных пароперегревателях

нем соли будут откладываться в тех частях змеевиков, которые обогреваются газами, имеющими максимальную температуру, что может привести к перегосу труб пароперегревателя.

В комбинированных пароперегревателях (рис. 18-11, в) осуществляются комбинации, состоящие из прямотока и противотока. При этом создаются наиболее благоприятные условия как для обеспечения более надежной работы пароперегревателя, так и для оптимального использования тепла газов. При этом обеспечивается наименьшая величина поверхности нагрева.

Э к о н о м а й з е р ы. Назначением экономайзеров-водоподогревателей является подогрев питательной воды теплом отходящих из топки дымовых газов.

В котлах среднего и высокого давления устанавливают стальные водоподогреватели (рис. 18-12, а). Их выполняют в виде горизонтальных змеевиков из труб 2 диаметром 28—42 мм; в котлах низкого давления — чугунные (рис. 18-12, б), из отдельных ребристых труб 2. Питательная вода через патрубок 1 подается в экономайзер, трубы которого омываются горячими дымовыми газами. Подогретая вода через патрубок 3 поступает в испарительную часть котла.

Водоподогреватели бывают *кипящие* и *некипящие*. В некипящих водоподогревателях вода нагревается на 30—50° ниже температуры кипения воды в котле. В кипящих — часть воды (порядка 20%)

превращается в пар. Чугунные водоподогреватели всегда делают некипящими. Стальные бывают и кипящие, и некипящие.

Для предохранения водоподогревателей от заноса золой их обдувают водяным паром котла.

Воздухоподогреватели. Воздухоподогреватели предназначены для подогрева воздуха, подаваемого в топку для

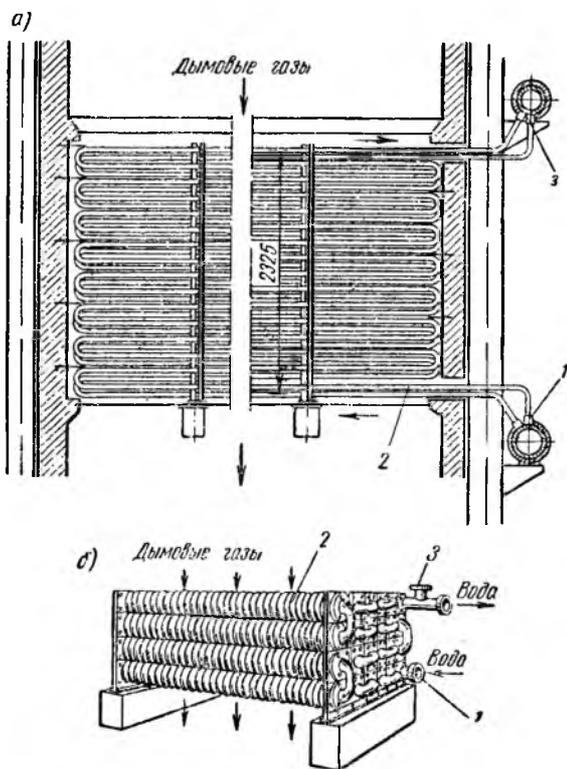


Рис. 18-12. Экономайзеры

горения топлива. Подогрев воздуха осуществляется теплом дымовых газов. Воздухоподогреватели бывают *рекуперативные* и *регенеративные* (см. § 2 гл. 15). Их изготовляют из стали или из чугуна с поверхностью нагрева, образованной *трубами* (трубчатые) или *пластинами* (пластинчатые). Самыми распространенными воздухоподогревателями являются стальные трубчатые рекуперативные с диаметром труб 25—50 мм.

На рис. 18-13 показан трубчатый воздухоподогреватель. Дымовые газы проходят внутри вертикально установленных труб *1* воздухоподогревателя сверху вниз. Воздух поступает во входной ко-

роб 4 в горизонтальном направлении и, омывая наружные стенки труб секций I и II воздухоподогревателя, попадает в перепускной короб 2. Подогретый воздух направляется в секцию III, отделенную перегородкой 3, а затем в выходной короб 5 и далее в топку.

§ 6. Характеристики котельного агрегата

Тепловой баланс. Поступление тепла в котлоагрегат и его расход должны быть уравновешены, т. е. сбалансированы. Составить тепловой баланс котельного агрегата — это значит определить поступление и расход тепла по отдельным статьям, найти к. п. д. котлоагрегата и определить потери.

Если в топку поступает тепло только в результате сгорания топлива, то располагаемое тепло Q_p^p равно теплоте сгорания топлива Q_n^p , т. е. $Q_p^p = Q_n^p$ кдж/кг.

Однако кроме тепла от сгорания топлива в топку поступает еще дополнительное так называемое физическое тепло. С учетом этого тепла величину располагаемого топкой тепла Q_p^p можно выразить уравнением прихода

$$Q_p^p = Q_n^p + Q_{г.в} + Q_{г.т} + Q_{п.д},$$

где Q_n^p — низшая теплота сгорания рабочего топлива;

$Q_{г.в}$ — физическое тепло подогретого воздуха, вдуваемого в топку для сжигания топлива;

$Q_{г.т}$ — физическое тепло подогретого топлива, поступающего в топку;

$Q_{п.д}$ — физическое тепло, поступающее с паровым дутьем при сжигании мазута.

Свершено очевидно, что не все тепло расходуется на образование пара. Часть его представляет собой обязательные потери. Учитывая потери тепла в топке, уравнение расхода тепла можно представить в таком виде:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5, \quad (a)$$

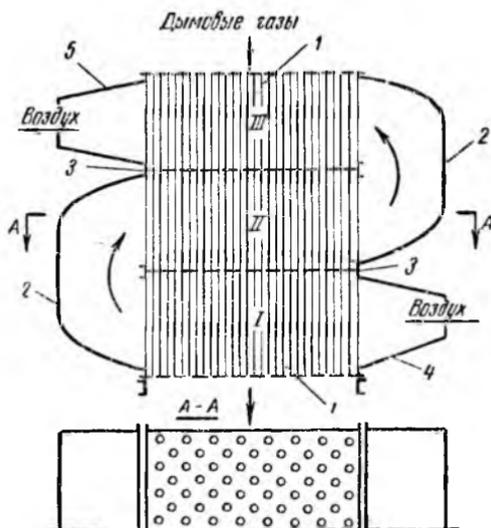


Рис. 18-13. Трубчатый трехходовой рекуперативный воздухоподогреватель

где Q — приход тепла в топку;

Q_1 — тепло, затраченное на образование пара;

Q_2 — потеря тепла с уходящими газами;

Q_3 — потеря тепла от химической неполноты сгорания;

Q_4 — потеря тепла от механической неполноты сгорания;

Q_5 — потеря тепла через изоляцию.

Как было уже сказано, приход тепла в топку и его расход должны быть сбалансированы, т. е.

$$Q_p^p = Q. \quad (6)$$

Сравнивая равенства (а) и (б), можно написать уравнение теплового баланса

$$Q_p^p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5.$$

И с п о л ь з о в а н н о е т е п л о. Уравнение теплового баланса может быть выражено в процентах от низшей теплоты сгорания рабочего топлива Q_H^p :

$$q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + q_5 = 100\%,$$

где

$$q_1 = 100 \frac{Q_1}{Q_H^p}; \quad q_2 = 100 \frac{Q_2}{Q_H^p} \text{ и т. д.}$$

Степень использования тепла, полученного в топке при сгорании топлива, определяется к. п. д. котельного агрегата

$$\eta_{к.а} = q_1\% = 100\% - (q_2 + q_3 + q_4 + q_5)\%. \quad (в)$$

Современные котельные агрегаты работают с $\eta_{к.а} = 85 \div 94\%$ (без учета затрат энергии на собственные нужды).

Из уравнения (в) видно, что с уменьшением потерь тепла увеличивается к. п. д. котельного агрегата.

П о т е р и т е п л а. Потеря тепла с уходящими газами q_2 является самой большой потерей и зависит главным образом от температуры уходящих газов и от коэффициента избытка воздуха. Чем выше температура уходящих дымовых газов, тем больше потери тепла. В настоящее время при проектировании котельных установок расчетную величину температур уходящих дымовых газов принимают равной $120-170^\circ\text{C}$. В высокопроизводительных агрегатах потеря тепла с уходящими газами q_2 составляет 3—7%. В котлах, не снабженных водо- и воздухоподогревателями, q_2 доходит до 20—30%.

Потеря тепла с уходящими газами находится в прямой зависимости от коэффициента избытка воздуха α . Чем больше поступает воздуха в топку, тем больше объем уходящих газов и тем больше тепла они уносят из топки.

Однако низкий коэффициент избытка воздуха приводит к потере тепла от химической неполноты сгорания q_3 .

Для наиболее экономичного сжигания топлива при достаточно полном его сгорании рекомендуются следующие величины коэффициента избытка воздуха.

Топливо	Коэффициент избытка воздуха α	Топливо	Коэффициент избытка воздуха α
Газовое	1,05—1,15	Слоевое сжигание разных углей	1,25—1,35
Угольная пыль и ма- зут	1,15—1,25		

Потеря тепла q_3 от химической неполноты сгорания происходит от общего недостатка воздуха в топке или от местного недостатка воздуха вследствие плохого перемешивания топлива с воздухом.

Потеря тепла q_4 от механической неполноты сгорания зависит от количества несгоревших частиц топлива, выброшенных из котлоагрегата с золой и шлаком, в результате провала через отверстия колосниковых решеток и с дымовыми газами.

Суммарная величина потерь $q_3 + q_4$ при сжигании твердого топлива в камерной топке составляет 1—7%. При сжигании мазута и газа потеря от химического недожога составляет соответственно 1—1,5% и 0,5—3% при отсутствии механического недожога. В слоевых же топках потери от химической и механической неполноты сгорания составляют 6—14%.

Потери тепла q_6 через изоляцию происходят за счет конвекции и излучения тепла через стенки топки и зависят от тепловой изоляции стенок. Эти потери также незначительны и для современных крупных котельных агрегатов определяются величиной порядка 0,5—1,3%. Для мелких котлов эти потери доходят до 3,5% и выше.

Глава XIX

ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА

§ 1. Тягодутьевые устройства

К дутьевым устройствам относят все виды вентиляторов, применяемые для подачи воздуха и газа в топку, к системе пылеприготовления и к другим участкам котлоагрегата.

К тяговым устройствам относят сами газоходы котлоагрегатов с регулирующими задвижками, дымовую трубу, создающую естественную тягу, и вентиляторы (дымососы), создающие искусственную тягу.

Естественная тяга основана на принципе разностей плотностей горячих дымовых газов, паходящихся в трубе, и холодного атмосферного воздуха. Котельную установку можно рассматривать как

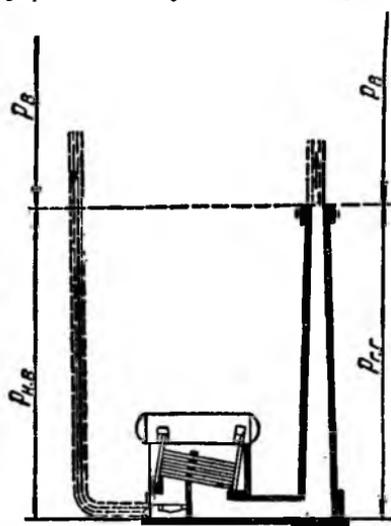


Рис. 19-1. Схема действия естественной тяги:

$P_{н.в}$ — давление столба наружного воздуха ниже уровня устья трубы; $P_{в}$ — давление воздуха до уровня устья трубы; $P_{г.г}$ — давление столба горячих газов

сообщающийся сосуд, одно колено которого заполнено горячим газом, а другое — холодным воздухом (рис. 19-1). Горячие газы, имея меньшую плотность, поднимаются вверх и выходят из трубы, а холодный наружный воздух с большей плотностью втягивается в топку и заполняет освободившееся пространство. Таким образом, создается непрерывное движение воздуха, поступающего в топку и выходящего из нее.

В современных средних и особенно в крупных котельных установках значительно выросла суммарная поверхность нагрева. Дымовые газы, перемещаясь по газовому тракту котлоагрегата, встречают на своем пути большие гидравлические сопротивления, которые не могут быть преодолены естественной тягой. В этих случаях необходимо создавать дополнительную искусственную тягу. Перед дымовой трубой устанавливают дымосос, который высасывает из котлоагрегата горячие газы и принудительно прогоняет их через дымовую трубу в атмосферу.

Перед дымовой трубой устанавливают дымосос, который высасывает из котлоагрегата горячие газы и принудительно прогоняет их через дымовую трубу в атмосферу.

§ 2. Шлако- и золоудаляющие устройства

В слоевых топках 70—80% золы, образовавшейся после сгорания топлива, остается внутри топки на решетке и в шлаковом бункере, а 20—30% уносится в атмосферу с дымовыми газами. В камерных топках, наоборот, большая часть золы, до 90%, уносится с дымовыми газами через трубу в атмосферу. Остальная часть золы превращается в шлак и падает в бункера, расположенные под топкой. Зола и шлак систематически удаляются из котельной.

На небольших котельных установках, где выход золы и шлака не превышает 0,75 кг/сек (2,5 т/ч), золу чаще всего удаляют вагонетками. На средних установках с выходом золы до 5,5 кг/сек (20 т/ч) применяют золоудаление с использованием механического и пневматического транспорта. На крупных установках золоудаление производят пневмогидравлическим и гидравлическим способами.

§ 3. Золоулавливающие устройства

Более сложно удаление золы, выбрасываемой с дымовыми газами в атмосферу. Очень тонкая летучая зола засоряет окружающую местность, вредно действуя на живые организмы и растения. По санитарным нормам среднесуточная концентрация золы в зоне дыхания допускается не выше $0,15 \text{ мг/м}^3$. Кроме того, зола, обладая абразивными свойствами, быстро изнашивает дымососы. Поэтому

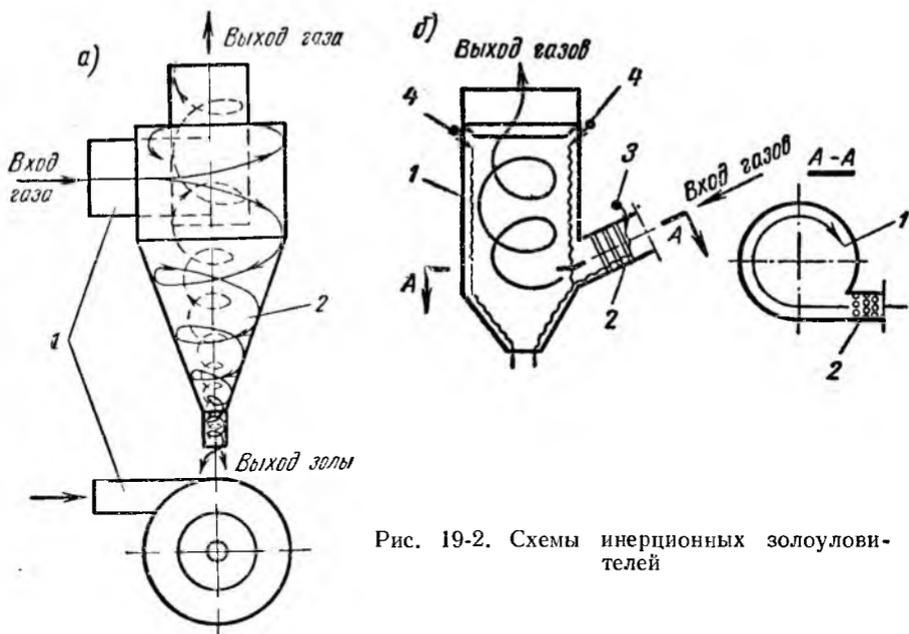


Рис. 19-2. Схемы инерционных золоуловителей

при сжигании твердого топлива на всем протяжении газопровода котлоагрегата обязательно устанавливают золоулавливающие устройства.

По санитарным нормам проектирования промышленных предприятий и электростанций дымовые трубы должны быть достаточно высокими. Это необходимо для того, чтобы зола, не задержанная золоулавливающим устройством, поднялась с дымовыми газами в верхние слои атмосферы, где скорость движения воздуха больше, чем в нижних. На большой высоте зола развевается, перемешивается с большим количеством воздуха и возвращается в нижние слои атмосферы с меньшей концентрацией.

Для очистки дымовых газов от золы, уносимой ими, применяют инерционные золоуловители (сухие и мокрые) и электрофильтры.

Сухие инерционные золоуловители (рис. 19-2, а) работают с использованием центробежной силы движущихся частиц золы. Поток дымовых газов через завихряющие улитки 1 направляется в

циклон 2, где закручивается; частицы золы под действием центробежной силы ударяются о корпус циклона, теряют свою живую силу и, выпадая из потока движущегося газа, ссыпаются в бункер. Очищенный от золы дымовой газ удаляется из золоуловителя и отводится через трубу в атмосферу. Степень очистки дымовых газов в таком циклоне достигает 60%.

Циклоны небольшого диаметра (150—250 мм), составленные в батарею и помещенные в отдельном кожухе, называют батарейным циклоном. Степень очистки газов в таком циклоне несколько повышается и доходит до 65—70%.

Мокрые инерционные золоуловители (рис. 19-2, б) работают также с использованием центробежной силы частиц, но с отводом золы в увлажненном состоянии. Для этого патрубком золоуловителя, куда входит поток дымовых газов, оборудуют решеткой 2, на которую подается вода через форсунку 3, где газ частично очищается от золы. Попадая в корпус 1, газ закручивается циклоном, и частицы золы прижимаются к стенкам корпуса, по которым непрерывно тонкой пленкой стекает вода, подаваемая через форсунку 4, и смывает золу. Очищенный газ отводится в атмосферу.

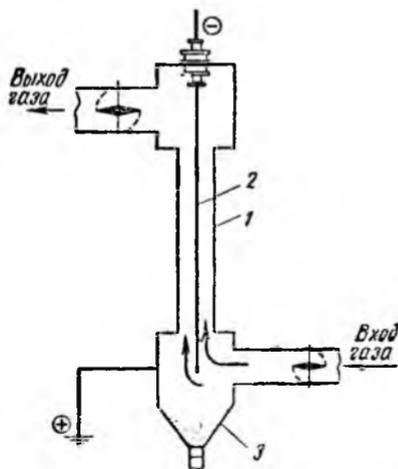


Рис. 19-3. Схема электрофильтра

Степень очистки дымовых газов в золоуловителях такого типа достигает 85—90%.

Электрофильтры (рис. 19-3) работают на принципе разделения зарядов, образовавшихся благодаря ионизации газов током высокого напряжения.

Основными частями электрофильтра являются два электрода — *коронирующий* в виде нихромовой проволоки 2 толщиной до 2 мм и *осадительный* в виде металлической трубы 1 диаметром 250—300 мм. К электродам подводится постоянный ток высокого напряжения, причем к коронирующему — с отрицательным знаком, а к осадительному — с положительным. Внутри осадительного электрода (в трубе) создается электрическое поле высокого напряжения, через которое проходит запыленный газ со скоростью 1,5—2 м/сек.

Под действием электрического поля высокого напряжения происходит ионизация дымовых газов. Частицы золы, заряжаясь отрицательным зарядом, притягиваются к положительному (осадительному) электроду. Оседая на нем, частицы золы отдают электро-

ду свой заряд и удерживаются на его стенках за счет сил сцепления, а очищенный от пыли газ улетает в атмосферу. Осевшую на стенках золу периодически стряхивают (при снятом напряжении и отключенном потоке газа) в бункера 3, расположенные ниже электрофильтров. Степень очистки газов электрофильтрами доходит до 90—94%.

§ 4. Каркас и обмуровка котлоагрегата

Каркасом котлоагрегата называют металлическую конструкцию из стальных колонн и балок. Детали каркаса соединяют между собой болтами или сваривают. Каркас поддерживает барабан, коллекторы, пучки труб и другие элементы котлоагрегата, а также обмуровку, лестницы и площадки. Металлические колонны (стойки) и горизонтальные балки каркаса воспринимают на себя нагрузку от всей массы котлоагрегата, воды и обмуровки.

Обмуровкой называют наружные и внутренние стены топочной камеры и газоходов котлоагрегата.

Обмуровка должна обладать механической прочностью, термической стойкостью и теплоизоляционными свойствами. Материал обмуровки должен хорошо сопротивляться воздействию расплавленных шлаков.

Для изготовления обмуровки применяют простые и фасонные кирпичи, изготовленные из огнеупорного материала. Для кладки внутренних стен обмуровки чаще всего применяют кирпич из огнеупорной шамотной глины. Он обладает высокой тугоплавкостью и термической стойкостью.

§ 5. Гарнитура и арматура котлоагрегата

Гарнитурой котлоагрегата называют комплект устройств и деталей, необходимых при обслуживании котлоагрегата и наблюдении за его работой. К гарнитуре относятся: люки, лазы, патрубки с фланцами, прикрепленные к котлу, смотровые стекла, клапаны, обдувочные приспособления, топочные детали (заслонки, затворы) и т. д.

В технике *арматурой* называют комплект мелких, обычно стандартных деталей и приборов. Арматура не входит в число основных частей рассматриваемого агрегата, но обеспечивает правильную его работу.

По правилам Госгортехнадзора каждый котел должен иметь предохранительные клапаны, манометры, водоуказательные приборы, а также необходимые запорные клапаны, вентили и спускные краны.

Предохранительные клапаны. Если по каким-либо причинам давление пара в котле станет выше заданного, то предохранительные клапаны автоматически открываются и выпускают часть пара в атмосферу, снижая этим самым давление в котле.

Предохранительные клапаны устанавливаются на барабане — паросборнике, пароперегревателях и водоподогревателях. Количество и размеры клапанов определяют по нормам Гостехнадзора.

Действие всех клапанов регулярно проверяют. Для котлов с давлением пара до 22 ат клапаны проверяют один раз в смену, при давлении пара 22—60 ат — раз в сутки, а при давлении пара более 60 ат проверку производят после одной тысячи часов работы клапана.

Манометры. На паровом котле для измерения давления пара устанавливают пружинные манометры. Они должны быть защищены от действия высоких и очень низких температур. Манометр обычно устанавливают вертикально, а если условия не позволяют, то с наклоном не больше чем 30°. Циферблат манометра должен быть хорошо освещен, чтобы его показания были отчетливо видны обслуживающему персоналу.

Все манометры ежегодно проверяют в Институте мер и приборов. Проверенный манометр пломбируют свинцовой пломбой с указанием даты проверки.

Водозказательные приборы. Уровень воды в барабане котла всегда должен оставаться постоянным. Если в котел подано слишком много воды, то часть ее может быть выброшена в пароперегреватель. Если воды в котле будет слишком мало, то это приведет к перегосу поверхности нагрева и к взрыву парового котла.

По правилам Гостехнадзора котлы должны быть оснащены водозказательными приборами. Через стекла или слюду этих приборов следят за уровнем воды в барабане.

§ 6. Питательная вода для парового котла

Водоподготовка. Вода, предназначенная для получения пара в котле, не должна иметь в своем составе примесей ни в растворенном, ни в коллоидном состоянии, ни в виде механически взвешенных частиц.

Механические примеси, попадая с водой в котел, засоряют некоторые его участки и нарушают циркуляцию.

Коллоиднорастворенные частицы в воде представляют собой органические вещества. Они вызывают вспенивание котловой воды. В пене же скапливаются растворенные соли. Выдаваемый из барабана пар легко захватывает с собой кусочки пены с находящимися в ней солями.

Растворенные в воде примеси (соли) в процессе парообразования выпадают и оседают на внутренних поверхностях котла в виде накипи* и шлама**. Выпавшая накипь образует дополнитель-

* Накипь — соли, выпавшие из воды во время ее нагревания и кипения и осевшие на поверхностях нагрева котла.

** Шлам — соли, выпавшие из воды и оставшиеся в ней в виде взвешенных частиц.

ный слой на стенке котла, который понижает теплопроводность*, что приводит к перегреву стенки и вследствие понижения ее прочности создает аварийные условия. Кроме того, растворенные в воде соли и газы вызывают коррозию металла и усиливают пенообразование.

Самой лучшей водой для питания котла является конденсат отработавшего в двигателях пара. Его и направляют из конденсатора обратно в паровой котел.

Однако в конденсаторе образуется конденсата меньше, чем было подано в котел питательной воды. Это объясняется потерями пара и воды в пароводяном тракте установки. Поэтому, кроме конденсата, в котел добавляют обычную сырую воду, но предварительно очищают ее от всех ранее рассмотренных вредных примесей.

Внутрикотловой режим. При любой хорошей очистке добавочной воды в ней все же остается часть примесей. Некоторая часть примесей содержится также и в конденсате. Они попадают в конденсат из охлаждающей воды, так как всегда есть некоторые неплотности в местах крепления труб конденсаторов.

Таким образом, поступающая в барабан котла питательная вода не свободна от вредных примесей. В то время как из барабана котла пар отводится, соли в котловой воде остаются, а так как сухой пар в основном солей не растворяет**, то с течением времени концентрация солей в котловой воде увеличивается. Увеличение солей выше определенной нормы, как известно, нарушает нормальную работу котла.

Поэтому для правильной работы котлоагрегата, кроме очистки добавочной воды, необходимо все время поддерживать внутрикотловый водный режим.

Для этого в процессе работы котла строго наблюдают за составом воды. По мере необходимости добавляют в котловую воду специальные реагенты — фосфатные соли. Катионы кальция и магния, находящиеся в воде, связываются с ионами фосфатов и образуют малорастворимые соли. Такие соли выпадают в виде шлама, легко удаляемого продувкой котла и коллекторов. В котловой воде всегда должен находиться избыток фосфатных солей в пределах 15—20 мг/л.

Очистка поверхностей нагрева. Предварительная очистка питательной воды и соблюдение внутрикотлового водного режима не устраняют полностью образования накипи на стенках котла. В процессе работы котла часть накипи все же оседает и мешает нормальной работе котлоагрегата.

Периодически образовавшуюся накипь удаляют механическим и химическим способами.

При механическом способе очистки пользуются вращающимися

* Коэффициент теплопроводности накипи равен 0,1—5 $\text{вт}/\text{м}^2\cdot\text{град}$, а стали — 39 $\text{вт}/\text{м}^2\cdot\text{град}$.

** Пар высокого давления некоторые соли растворяет.

цилиндрическими наконечниками (шарошками) с насечкой, которые приводятся в движение от какого-либо двигателя и механически очищают с труб накипь.

Химическую очистку производят кислотами или щелочами. Они размягчают и растворяют накипь, которую в растворенном виде удаляют из котла.

Кислотную промывку производят растворами соляной, хромовой или плавиковой кислот, щелочную — раствором каустической соды или раствором фосфатов.

§ 7. Способы очистки пара

Влажный пар, поступивший в пароперегреватель, содержит в своем составе частицы котловой воды с растворенными в ней солями.

Пар в котлах высокого давления (выше 100 ат), кроме солей, занесенных частицами влаги, загрязняется еще кремнекислотой и натриевыми соединениями. Соли, откладываясь на поверхностях пароперегревателя и лопатках турбины, образуют накипь, нарушая этим их нормальную работу.

Для получения чистого пара необходимо снижать содержание солей, накапливающихся в барабане котла. Это достигается непрерывной продувкой котла, ступенчатым испарением, сепарацией и промывкой пара.

Непрерывная продувка котла. Загрязнение воды в барабане котла примесями способствует пенообразованию. Хлопья пены всплывают вверх и увлекают за собой большую часть вредных примесей. Таким образом, максимальная концентрация солей в котловой воде образуется в ее верхних слоях. С помощью трубы, имеющей ряд отверстий, вода забирается с верхних слоев по всей длине барабана котла и непрерывно отводится из него продувкой.

Выведенная из барабана продувочная вода, имея достаточно высокую температуру, используется в качестве теплоносителя в тепловой схеме паросиловой установки.

Ступенчатое испарение. Способ ступенчатого испарения, предложенный проф. Э. И. Роммом и разработанный Всесоюзным теплотехническим институтом, нашел широкое применение в отечественном котлостроении.

Водяное пространство барабана делят вертикальной перегородкой на два отсека (или больше). Чистый отсек занимает большую часть объема, а так называемый солевой отсек — меньшую. Питательная вода поступает в чистый отсек. Через отверстия в перегородке вода непрерывно перетекает в солевой отсек.

Так как солевой отсек имеет меньший объем, а чистый отсек — больший, то солесодержание в воде солевого отсека быстро возрастает, а в воде чистого отсека уменьшается. Продувку барабана производят из солевого отсека.

Пар, полученный в чистом отсеке, содержит значительно меньше солей, чем пар соляного отсека. Однако количество пара, полученного из соляного отсека, намного меньше количества пара, полученного из чистого отсека. В среднем же содержание солей в паре резко уменьшается с применением ступенчатого испарения.

С е п а р а ц и я п а р а. Отделение влаги от насыщенного пара осуществляется естественной сепарацией и применением различных сепарационных устройств.

Естественная сепарация влаги из пара происходит вследствие разных плотностей пара и воды при правильном выборе размеров парового объема барабана. Кроме того, в котлах низкого и среднего давления устанавливают сепарационные устройства, работающие на принципе механического отделения влаги из пароводяной смеси при ударе струи смеси о стенки сепаратора.

Механические сепарационные устройства представляют собой отбойные щитки, дырчатые листы, направляющие жалюзи и т. п.

§ 8. Автоматизация работы котлоагрегата

Процессы, протекающие в современных котлоагрегатах средней и большой производительности, изменяются настолько быстро, что управлять ими вручную невозможно. В настоящее время создано и широко применяется автоматическое регулирование большинства процессов котлоагрегата.

Р е г у л и р о в а н и е у р о в н я в о д ы в б а р а б а н е к о т л а. При полном прекращении питания барабана водой уровень ее изменяется от предельного верхнего до предельного нижнего положения примерно за 30 сек. Поэтому здесь применяют *быстродействующие регуляторы уровня*, непрерывно изменяющие *расходы пара и питательной воды*. Изменение режима котла вызывает разницу в расходах, которая служит импульсом, воздействующим на регулирующий клапан питательной воды. По мере необходимости подача воды либо уменьшается, либо увеличивается.

Р е г у л и р о в а н и е г о р е н и я т о п л и в а в т о п к е. Процесс сжигания топлива является одним из основных процессов, происходящих в котлоагрегате.

Для того чтобы давление, температура и количество образующегося пара в котле оставалось постоянным, необходимо соблюдать установившееся соответствие между количеством тепла, полученным поверхностью нагрева испарительной части котла, и количеством тепла, затраченным на образование пара заданных параметров. При нарушении этого соответствия изменяются количество образующегося пара в котле и его параметры.

Для соблюдения этого соответствия устанавливают регулятор горения топлива в топке. Воздействуя на питатели топлива и на направляющие аппараты дутьевых вентиляторов, регулятор горения регулирует подачу топлива и воздуха в топку.

Регулирование температуры перегретого пара. Температура перегретого пара может изменяться против заданных значений в зависимости от нагрузки котла, температуры питательной воды, коэффициента избытка воздуха, заброса воды в пароперегреватель и т. п.

Повышение температуры перегретого пара сверх принятых значений соответственно повышает среднюю температуру и снижает прочность пароперегревателя, трубопроводов, некоторых элементов паровой турбины. Понижение же температуры перегретого пара снижает экономичность паросиловой установки.

Для автоматического регулирования температуры перегретого пара устанавливают *пароохладители с впрыском*. Регулятор температуры получает импульс от термопары, установленной в выходном коллекторе пароперегревателя, и воздействует на клапаны впрыска конденсата.

Регулирование разрежения в топке. При всех режимах работы топки в верхней ее части должно поддерживаться разрежение примерно 1—2 мм вод. ст. Это исключает выбивание продуктов горения из топки и снижает присос в топку холодного воздуха. Для этой цели устанавливается регулятор разрежения, воздействующий на направляющие аппараты дымососов.

Регулирование солесодержания в котловой воде. В барабане котла устанавливают *солемер*. Принцип его работы основан на изменении электропроводности воды в зависимости от изменения ее солесодержания. При изменении солесодержания солемер подает импульс регулятору продувки, который автоматически воздействует на продувочные клапаны.

Здесь перечислены не все регуляторы, воздействующие на режим работы котлоагрегата. В каждом отдельном случае их число увеличивается или уменьшается.

Сигнализация котлоагрегата. Барабанные паровые котлы оборудуют звуковыми и световыми сигнализаторами предельных уровней воды в барабане, предельных температур перегретого пара и низшего давления питательной воды.

Блокировочные устройства. Блокировочные* (запирающие) устройства связывают в котлоагрегате включающие и переключающие элементы таким образом, чтобы оказались невозможными сочетания включений, опасные для агрегата и обслуживающего персонала. Так, например, при аварийном отключении дымососов автоматически отключаются дутьевые вентиляторы и подача топлива в топку.

Шт и т у п р а в л е н и я к о т л а. Работа котельной установки, автоматических регуляторов, защитных устройств и блокировки

* Блокировать — заграждать путь (англ).

должна строго контролироваться. Для этого устанавливают так называемый *тепловой щит*, на котором размещены контрольно-измерительные приборы как указывающие, так и регистрирующие. Перед щитом размещается пульт управления с переключателями, позволяющими переходить с автоматического управления на дистанционное* и обратно. Пульт управления является рабочим местом машиниста, который наблюдает за работой котла и автоматических регуляторов. В случае необходимости машинист вмешивается в их работу.

* Дистанционное управление — управление на расстоянии.

Раздел четвертый

ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ, ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ КОМПРЕССОРЫ

Название машины «двигатель» происходит от слова «двигать», т. е. приводить в движение. В очень далекие времена единственным двигателем была мускульная сила человека и животного. В процессе развития ремесленной системы производства появился новый примитивный вид двигателя, использующий энергию воды. Водяной двигатель приводил в движение мельницы, сукновалки и другие примитивные машины, перерабатывающие сельскохозяйственные продукты.

Примерно в XVI в. энергию воды стали применять уже в промышленном производстве. Возможность получения механической энергии при помощи воды заставила быстро оснащать все виды производства водяным двигателем. Применение водяного двигателя для промышленных целей в свою очередь вызвало быстрое развитие других видов производства. Появились совершенно новые рабочие машины: прядильные, ткацкие, лесопильные, металлообрабатывающие и др.

Производство перешло на новую, более высокую ступень развития, а водяной двигатель привязывал все виды производства к плотинам рек, ставил работу производства в зависимость от времени года и ограничивал его развитие. Для дальнейшего технического прогресса необходимо было создать новый двигатель, преобразующий тепло в работу, — двигатель, который приводил бы в действие любой заводской механизм независимо от наличия реки.

Несколько десятков лет инженеры и исследователи работали над созданием теплового двигателя. В результате упорного труда к началу XVIII в. была создана примитивная промышленная тепловая установка для подъема воды, которую называли *огнедействующим насосом*. Такой насос стал дополнительным оборудованием промышленных предприятий, а двигателем, приводящим в движение заводские механизмы, оставалось водяное колесо.

В 1766 г. в России была построена первая в мире паровая машина, созданная русским слесарем-механиком И. И. Ползуновым. Однако это гениальное изобретение в условиях царской России не получило применения в промышленности.

Примерно через 20 лет после изобретения Ползунова паровая машина была усовершенствована английским ученым Джемсом Уаттом.

Паровая машина произвела революцию в промышленности и нашла широкое применение во многих производствах. До семидесятых годов XIX в. она была единственным двигателем, трансформирующим тепло в работу, как в стационарных условиях, так и на транспорте.

С появлением парового двигателя техника капиталистического производства поднялась на такой уровень, что паровая машина уже перестала удовлетворять его запросам.

С первых же успехов, сделанных в области электротехники, и по мере их увеличения возникла острая потребность в специальном быстроходном, экономичном двигателе для электростанций.

В конце XIX в. были закончены исследования ученых о свойствах водяного пара и законах его истечения. На основе этих исследований появился совершенно новый тип теплового двигателя — паровая турбина. Почти одновременно с ее появлением, после многих лет упорной работы, немецкому инженеру Н. Отто удалось построить четырехтактный газовый двигатель внутреннего сгорания. Этот двигатель является прототипом современных четырехтактных двигателей, работающих как на газовом, так и на жидком топливе.

Глава XX

ПОРШНЕВЫЕ ДВИГАТЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 1. Основные понятия и определения

К двигателям внутреннего сгорания относят тепловые двигатели, в которых все рабочие процессы (сгорание топлива, выделение тепла и преобразование его в механическую работу) протекают *внутри рабочего цилиндра двигателя*. Рабочим телом этих двигателей является продукт сгорания топлива — *газ*.

Основными преимуществами двигателей внутреннего сгорания по сравнению с паровыми являются: более высокая экономичность, меньшие вес и габариты, быстрый запуск, отсутствие таких дорогостоящих агрегатов, как котельная и конденсационная установки, пылеприготовление и другие агрегаты, входящие в состав паросиловых установок. Однако в отличие от паровых двигателей, где может быть использовано любое топливо (в том числе и низкосортное), в двигателях внутреннего сгорания применяют только ценные высокие сорта жидкого или газообразного топлива, не содержащие золу.

Перед рассмотрением рабочего процесса двигателя следует ознакомиться с основными понятиями и определениями.

На рис. 20-1 изображена схема двигателя, у которого поршень 2 непосредственно связан с шатуном 6. В головке цилиндра 1 размещены впускной 4 и выпускной 3 клапаны и свеча для зажигания или форсунка для впрыскивания топлива (не показаны на рисунке), в зависимости от типа двигателя. Возвратно-поступательное движение поршня при помощи кривошипно-шатунного механизма преобразуется во вращательное движение коленчатого вала 5.

На рис. 20-1 отмечены два крайних положения поршня, которые называют *мертвыми точками*. *Верхняя мертвая точка* (ВМТ) со-

ответствует крайнему высшему положению поршня, при котором расстояние его от оси вала — максимальное. *Нижняя мертвая точка* (НМТ) соответствует крайнему низшему положению поршня, при котором расстояние его от оси вала — минимальное. Для двигателей, цилиндры которых расположены горизонтально, крайние положения поршня соответственно называют: *левой мертвой точкой* (ЛМТ) и *правой мертвой точкой* (ПМТ).

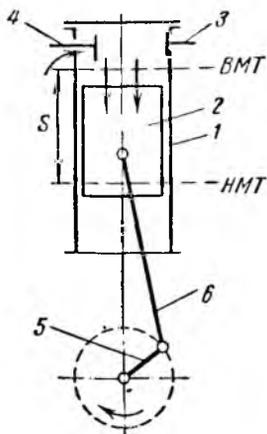


Рис. 20-1. Схема двигателя внутреннего сгорания

Путь, совершенный поршнем от одной мертвой точки к другой, называют *ходом поршня* и обозначают буквой S .

Перемещение поршня из одного крайнего положения в другое называют *тактом*.

Объем, описываемый поршнем за один ход, называют *рабочим объемом цилиндра* и обозначают буквой V_h .

Объем, заключенный между головкой цилиндра и поршнем, находящимся в ВМТ, называют *объемом камеры сгорания* или *камеры сжатия* и обозначают буквой V_c .

Сумму рабочего объема V_h и объема камеры сгорания V_c называют *полным объемом одного цилиндра*

$$V_a = V_h + V_c.$$

Отношение полного объема к объему камеры сгорания называют *степенью сжатия* и обозначают буквой ϵ

$$\epsilon = \frac{V_a}{V_c}. \quad (20-1)$$

Для того чтобы в цилиндре двигателя топливо сгорало наиболее полно, оно должно быть хорошо перемешано с необходимым для сгорания количеством воздуха. При этом следует стремиться к сжиганию топлива при минимальном избытке воздуха.

Чем мельче распылено жидкое топливо и чем лучше оно перемешано с воздухом, тем полнее происходит сгорание при меньшем коэффициенте избытка воздуха. А это означает, что при хорошем смесеобразовании в тот же рабочий объем цилиндра можно ввести большее количество топлива, что повысит мощность двигателя.

Смесь воздуха с топливом, приготовленную для сжигания ее в двигателе, называют *рабочей смесью*.

Существует два способа смесеобразования: внешнее и внутреннее.

В двигателях с внешним смесеобразованием приготовление свежей смеси производится в смесителе. Готовая для горения смесь подается

в цилиндр. Зажигание смеси в цилиндре производится принудительно от электрической искры. Двигатели с внешним смесеобразованием работают с низкой степенью сжатия смеси. К ним относятся *карбюраторные* и *газовые* двигатели.

Карбюраторные двигатели работают на легком жидком топливе. Рабочая смесь готовится в специальном устройстве — карбюраторе. Принцип действия карбюратора основан на распыливании топлива струей воздуха, протекающей с большой скоростью.

На рис. 20-2 представлена элементарная схема карбюраторного двигателя. Из топливного бака 4 топливо поступает в поплавковую камеру 2, в которой автоматически поддерживается постоянный

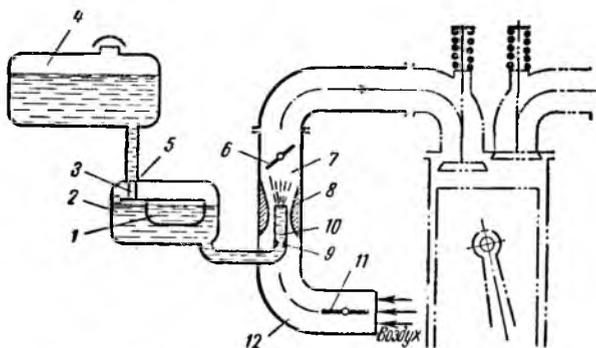


Рис. 20-2. Схема карбюраторного двигателя

уровень топлива: на 1—1,5 мм ниже края трубки 10 жиклера 9. Постоянный уровень топлива обеспечивается поплавком 1. При заполнении поплавковой камеры топливом поплавок 1 всплывает, игла клапана 3 плавно закрывает входное отверстие 5 трубопровода и прекращается поступление топлива в поплавковую камеру. По мере расхода топлива его уровень снижается и с ним опускается поплавок. При этом игла клапана снова открывает входное отверстие, по которому топливо поступает в камеру.

При такте всасывания, когда поршень от ВМТ движется вниз, в диффузор 8 через трубопровод 12 поступает воздух, обтекая жиклерную трубку 10. В суженном сечении диффузора давление воздуха падает, а скорость возрастает. При этом создается разрежение, в результате которого топливо вытекает из отверстия распылителя, подхватывается потоком воздуха и распыляется на мельчайшие частицы. Топливо в смешивательной камере 7 испаряется, смешивается с воздухом, образуя горючую смесь, которая поступает в цилиндр двигателя через впускной клапан. Количество смеси, подаваемой в цилиндр, регулируется дроссельной заслонкой, а количество воздуха, подаваемого в карбюратор, — воздушной заслонкой 11.

В газовом двигателе (рис. 20-3) топливо и воздух по трубопроводам 1 и 2 подаются в смеситель 4. Количественное соотношение газа и воздуха, поступающих в смеситель, регулируется дроссельными заслонками 3. При движении поршня 9 вниз в цилиндр 8 через впускной клапан 5 засасывается рабочая смесь из смесителя. Сжатие рабочей смеси происходит при движении поршня вверх. Вблизи ВМТ смесь воспламеняется от электрической искры, которая проскакивает между электродами свечи 6.

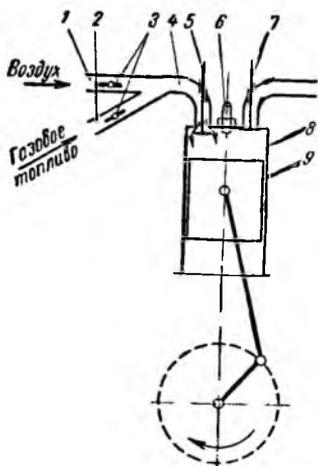


Рис. 20-3. Схема газового двигателя

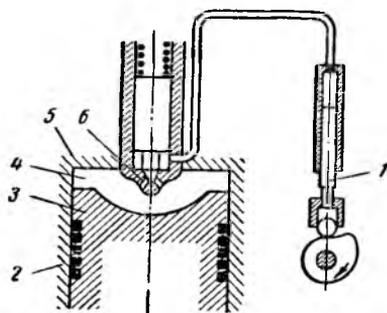


Рис. 20-4. Схема двигателя с внутренним смесеобразованием высокого сжатия

После рабочего хода отработавшие газы через клапан 7 отводятся в атмосферу.

В двигателе с внутренним смесеобразованием топливо и воздух в рабочий цилиндр подаются раздельно. Внутри цилиндра они смешиваются, образуя рабочую смесь. Двигатели такого рода разделены на два класса: двигатели высокого сжатия с самовоспламенением и двигатели низкого сжатия с принудительным зажиганием.

В цилиндр 2 двигателя *высокого сжатия* (рис. 20-4) подается чистый воздух из атмосферы. Поршень 3 при своем движении в сторону крышки 5 сжимает воздух до высокого давления и высокой температуры, при которых введенное в цилиндр топливо может самовоспламеняться.

При помощи насоса 1 и форсунки 6 в камеру сжатия 4 впрыскивается мелко распыленное жидкое топливо. Оно перемешивается с раскаленным воздухом, находящимся в камере сжатия, и воспламеняется.

В цилиндр 4 двигателя *низкого сжатия* (рис. 20-5), так же как и в цилиндр двигателя высокого сжатия, подается чистый воздух из

атмосферы. Движущийся поршень 5 сжимает воздух до давления, при котором введенное в цилиндр топливо не может воспламениться. Поэтому задолго до прихода поршня в верхнее положение через форсунку 3 в цилиндр впрыскивается топливо и хорошо перемешивается с воздухом.

Для воспламенения рабочей смеси на крышке цилиндра устанавливают запальный шар 1 (калоризатор), который перед пуском двигателя разогревают паяльной лампой до температуры 500—550° С. Во время работы двигателя калоризатор не охлаждается водой и поэтому его температура поддерживается в этих же пределах. Вблизи ВМТ сжатая рабочая смесь заполняет внутреннюю полость 2 калоризатора, соприкасается с его раскаленной поверхностью и воспламеняется. Такие двигатели называют *калоризаторными*.

Калоризаторные двигатели не требуют тонкого распыливания топлива, так как подача топлива со значительным опережением и наличие калоризатора создают благоприятные условия для хорошего перемешивания и своевременного воспламенения топлива. Система подачи топлива в калоризаторных двигателях очень проста и надежна даже при работе на самых низких сортах топлива. Однако калоризаторные двигатели обладают низкой экономичностью и поэтому их применяют в силовых установках малой мощности.

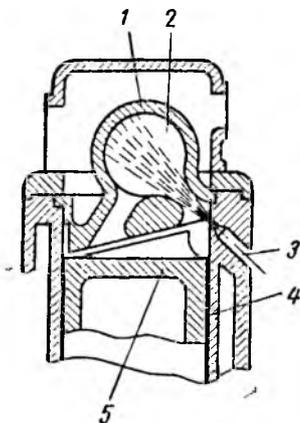


Рис. 20-5. Схема калоризаторного двигателя

§ 2. Рабочие процессы в двигателях внутреннего сгорания

По способу осуществления цикла двигатели внутреннего сгорания делят на два основных класса: четырехтактные, в которых рабочий цикл совершается за четыре такта (четыре хода поршня за два оборота вала) и двухтактные, в которых рабочий цикл совершается за два такта (два хода поршня за один оборот вала).

Четырехтактные двигатели с внешним смесеобразованием.

Первый такт — впуск (всасывание) рабочей смеси в цилиндр (рис. 20-6, положение 1). Поршень 2 перемещается сверху вниз от ВМТ к НМТ, при этом впускной клапан 3 открыт, а выпускной 4 — закрыт. При движении поршня вниз в цилиндре 1 создается разрежение и в него всасывается рабочая смесь. В конце хода поршня заполнение цилиндра рабочей смесью заканчивается и впускной клапан закрывается.

Второй такт — *сжатие рабочей смеси* (рис. 20-6, положение II). Оба клапана закрыты и поршень движется от НМТ к ВМТ. Объем рабочей смеси уменьшается, а давление и температура ее возрастают. В конце второго такта смесь воспламеняется от электрической искры и топливо сгорает с выделением тепла. Температура и давление продуктов сгорания еще более возрастают и с этого момента начинается третий такт.

Третий такт — *расширение продуктов сгорания* (рис. 20-6, положение III). Поршень движется от ВМТ к НМТ и оба клапана закрыты. Продукты сгорания, расширяясь, давят на поршень и при

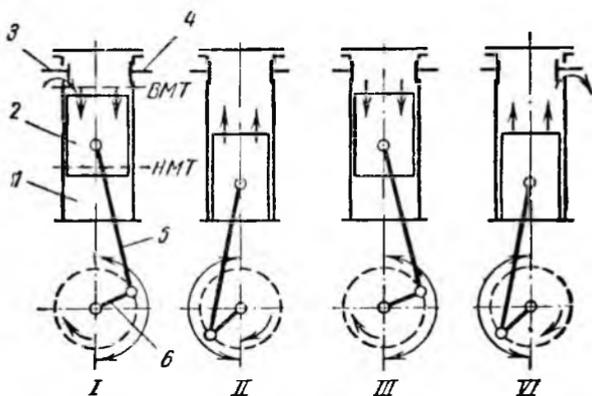


Рис. 20-6. Схема работы четырехтактного двигателя

этом совершают механическую работу, которая через шатун 5 сообщается валу двигателя 6. Поэтому третий такт является *рабочим ходом*, во время которого давление и температура продуктов сгорания понижаются.

Четвертый такт — *выталкивание продуктов сгорания* (рис. 20-6, положение IV). В конце третьего такта, когда поршень подходит к НМТ, выпускной клапан открывается, и рабочая полость цилиндра сообщается с атмосферой. Так как давление внутри цилиндра выше атмосферного, то основная масса отработавшего газа через открытый клапан выбрасывается из цилиндра в атмосферу, т. е. происходит выхлоп. При движении поршня от НМТ до ВМТ оставшиеся продукты сгорания выталкиваются из цилиндра в атмосферу. После этого опять начинается всасывание и цикл повторяется.

Д в у х т а к т н ы е д в и г а т е л и. Рассмотрим рабочий цикл двухтактного двигателя с внешним смесеобразованием* (рис. 20-7). Допустим, что в положении I только что произошло воспламенение рабочей смеси.

* На рис. 20-7 схема смесеобразования и продувочного насоса не показана.

Первый такт — расширение продуктов сгорания. Осуществляется рабочий ход поршня 1 от ВМТ к НМТ. В стенке цилиндра 2 находятся выхлопные 5 и продувочные 6 окна, которые закрываются или открываются телом поршня при его движении. При подходе поршня к НМТ открываются выхлопные окна, так как они расположены выше продувочных, и отработавший газ из цилиндра через выпускной патрубок в конце первого такта выбрасывается в атмосферу (положение II, рис. 20-7).

После выпуска главной массы отработавшего газа давление в цилиндре понижается и приближается к атмосферному. Поршень, продолжая опускаться вниз, открывает продувочные окна, через которые в цилиндр для продувки подается насосом свежая смесь под давлением несколько выше атмосферного. Поступившая в цилиндр свежая смесь вытесняет из него оставшиеся продукты сгорания через выхлопные окна и заполняет рабочую полость цилиндра.

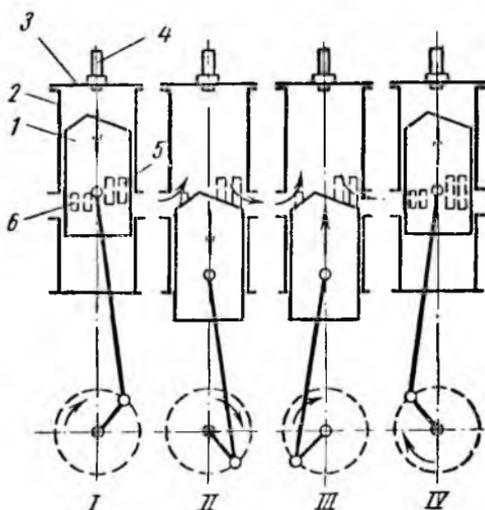


Рис. 20-7. Схема работы двухтактного двигателя

Второй такт — ход поршня от НМТ к ВМТ. В начале второго такта продолжается и заканчивается процесс продувки и одновременно происходит процесс заполнения полости цилиндра (рис. 20-7, положение III) свежей рабочей смесью. Поршень, продвигаясь снизу вверх, закрывает продувочные окна, а выхлопные еще остаются открытыми. При дальнейшем продвижении поршня вверх часть рабочей смеси и отработавших газов продолжает удаляться в атмосферу. Когда же выхлопные окна окажутся полностью закрытыми поршнем, начнется процесс сжатия (рис. 20-7, положение IV), который заканчивается в ВМТ. В крышке 3 цилиндра установлена запальная свеча 4. Между контактами свечи возникает электрическая искра, воспламеняет смесь и цикл работы повторяется.

Таким образом, в двухтактном двигателе впуск и выпуск не являются самостоятельными тактами. Они входят в основные такты расширения и сжатия. Поэтому весь рабочий цикл двухтактного двигателя совершается за один оборот вала.

Сравнение двухтактных двигателей с четырехтактными. Сопоставляя работу четырехтактных

и двухтактных двигателей, можно отметить следующие преимущества двухтактных двигателей.

1. При одинаковых числах оборотов вала и равных размерах цилиндров двухтактный двигатель развивает в 1,5—1,7 раза большую мощность. Это объясняется тем, что рабочий цикл в двухтактном двигателе совершается за один оборот вала, а в четырехтактном — за два. При таких условиях следовало бы ожидать, что двухтактный двигатель должен развивать в два раза большую мощность. Однако за счет наличия продувочных и выхлопных окон в цилиндре двухтактного двигателя теряется часть рабочего хода поршня. Кроме того, часть мощности, вырабатываемой двигателем, затрачивается на работу продувочного насоса. Поэтому фактически мощность двухтактного двигателя, при прочих равных условиях, не может быть в два раза больше четырехтактного.

2. Двухтактный двигатель обладает большей равномерностью хода, чем четырехтактный, так как у него рабочий ход совершается за каждый оборот вала, а в четырехтактном — за два оборота.

3. Конструкция двухтактного двигателя значительно проще, чем четырехтактного, в связи с отсутствием впускных и выпускных клапанов, а также распределительного механизма для их закрывания и открывания.

К недостаткам двухтактных двигателей относят:

1. Повышенный удельный расход топлива. Это объясняется тем, что при продувке цилиндра часть смеси, а вместе с ней и часть топлива теряется.

2. Ограниченную быстроходность. С повышением числа оборотов работа двухтактного двигателя ухудшается. Это объясняется тем, что очистка цилиндра от продуктов горения и заполнение его свежей смесью происходят в течение лишь $1/3$ оборота вала. В четырехтактных же двигателях эти процессы (всасывание и выталкивание) осуществляются за один оборот вала. Поэтому в двухтактных двигателях при большом числе оборотов не успевает произойти хорошая очистка и наполнение цилиндра. Вследствие этого мощность двигателя падает.

§ 3. Области применения двухтактных и четырехтактных двигателей

Двигатели небольшой мощности с внутренним смесеобразованием чаще всего выполняют двухтактными, где некоторый перерасход топлива компенсируется их простотой и надежностью. К ним относятся: маломощные мотоциклетные и подвесные лодочные, а также двигатели кинопередвижек и другие мелкие карбюраторные двигатели. Для таких двигателей главным является не их экономичность, а простота конструкции, удешевление стоимости и уменьшение веса.

Двухтактные двигатели большой мощности (дизели) часто применяют на транспорте для морских судов, тепловозов и подводных лодок. По сравнению с четырехтактными они имеют меньший вес и габариты, что особенно важно для транспортных двигателей.

В зависимости от условий на транспорте находят применение также и четырехтактные дизели.

Карбюраторные и газовые двигатели с внешним смесеобразованием делают, как правило, *четырёхтактными* для экономии топлива.

Все авиационные двигатели почти всегда *четырёхтактные*, так как при большом числе оборотов они компактнее и легче двухтактных.

§ 4. Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания

Как известно, идеальным циклом силовой установки является цикл Карно, составленный из обратимых термодинамических процессов.

Можно представить двигатель, в котором процесс преобразования тепла в работу протекает обратимо, без потерь. Такой двигатель называют *идеальным*.

Считают, что в цилиндре идеального двигателя непрерывно находится рабочее тело, к которому подводится тепло извне без изменения его химического состава, и после совершения им работы от него отводится тепло в холодильник.

В идеальных циклах теплоемкости рабочего тела принимают не зависящими от температуры, что, как известно, не соответствует действительности. Принимают также, что процессы сжатия и расширения происходят без теплообмена между рабочим телом и внешней средой (адиабатно).

Идеальные циклы рассматривают для оценки совершенства тепловых процессов, происходящих в цилиндре действительного двигателя. Изучение идеальных циклов дает ясное представление о путях дальнейшего улучшения работы двигателей и повышения экономичности процессов преобразования тепла в работу.

Затруднения практического применения цикла Карно привели к изысканию новых комбинаций процессов, позволяющих получить идеальные циклы, обладающие высокой экономичностью при максимальной работе.

В настоящее время для двигателей внутреннего сгорания применяют три цикла, отличные от цикла Карно: цикл с подводом тепла при $v = \text{const}$; цикл с подводом тепла при $p = \text{const}$ и цикл со смешанным подводом тепла при $v = \text{const}$ и при $p = \text{const}$.

Термический к. п. д. этих циклов меньше термического к. п. д. цикла Карно.

Цикл с подводом тепла при $v = \text{const}$. Рассмотрим идеальный цикл двигателя, работающего с подво-

дом тепла при $v = \text{const}$, диаграмма которого изображена на рис. 20-8.

Начальное состояние газа соответствует точке 1. При сжатии газа по адиабате 1-2 его объем уменьшается, а давление и температура повышаются. В точке 2 к газу подводят тепло q_1 по изохоре 2-3, в результате чего при постоянном объеме резко повышаются давление и температура. Газ, расширяясь по адиабате 3-4, совершает работу, а затем по изохоре 4-1 от газа отводят тепло q_2 .

Построенная по конечным параметрам газа диаграмма, определяющая зависимость между его объемом в цилиндре и абсолютным давлением, дает возможность оценить работу поршневого двигателя.

Процесс 1-2-3-4 образует замкнутый контур диаграммы, площадь которой определяет величину полезной работы, полученной за один цикл работы идеального двигателя.

Термический к. п. д. этого цикла определяют по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (20.2)$$

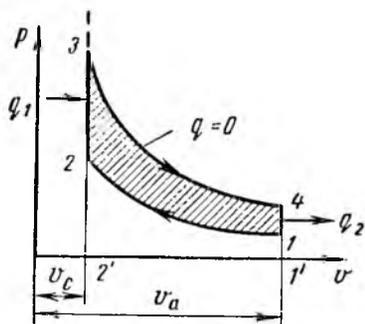


Рис. 20-8. Диаграмма идеального цикла двигателя, работающего с подводом тепла при $v = \text{const}$

где $\varepsilon = \frac{v_a}{v_c}$ — степень сжатия;

k — показатель адиабаты.

Если исключить из рассмотрения влияние показателя степени k , изменяющегося в сравнительно узких пределах, то термический к. п. д. зависит только от степени сжатия ε . С увеличением степени сжатия увеличиваются и термический к. п. д. цикла, и полезная работа, развиваемая двигателем, а также снижаются конечные давление и температура отработавших газов. Следовательно, уменьшается неиспользованное тепло q_2 , отданное холодильнику.

В результате совершенного кругового цикла двигателя производит работу, которую легко определить по p - v -диаграмме. Полная работа $l_{\text{полн}}$, совершенная за цикл, численно равна пл. $1'432'$. Работа, затраченная двигателем на сжатие $l_{\text{сж}}$ газа по линии 1-2, численно равна пл. $1'122'$. Полезная работа $l_{\text{полез}}$ представляет собой разность $l_{\text{полн}}$ и $l_{\text{сж}}$:

$$l_{\text{полез}} = l_{\text{полн}} - l_{\text{сж}} = \text{пл. } 1234.$$

Цикл с подводом тепла при $p = \text{const}$. Идеальный цикл двигателя, работающего при $p = \text{const}$, состоит из двух адиабат (рис. 20-9), одной изобары и одной изохоры.

Газ от точки 1 к точке 2 сжимается по адиабате с повышением давления и температуры. Подвод тепла q_1 происходит по изобаре 2-3 с повышением температуры. Затем газ расширяется по адиабате

те 3-4 и совершает работу. И, наконец, по изохоре 4-1 происходит отвод тепла q_2 холодильнику. Термический к. п. д. цикла определяют по формуле

$$\eta_t = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{p^k - 1}{k(p - 1)}, \quad (20-3)$$

где $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ — степень сжатия;

$r = \frac{v_3}{v_2}$ — степень изобарного (предварительного) расширения;

k — показатель адиабаты.

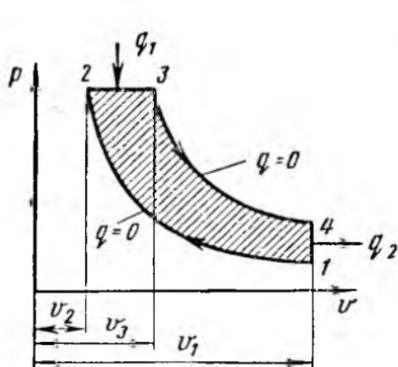


Рис. 20-9. Диаграмма идеального цикла двигателя, работающего с подводом тепла при $p = \text{const}$

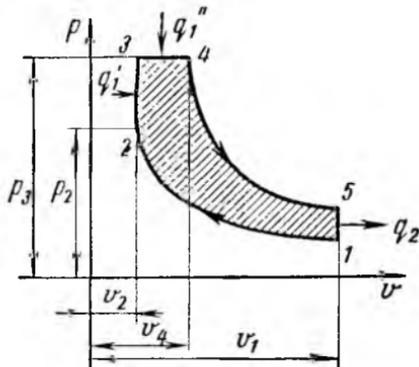


Рис. 20-10. Диаграмма идеального цикла двигателя, работающего по смешанному циклу при $v = \text{const}$ и при $p = \text{const}$

Если исключить из рассмотрения влияние показателя адиабаты k по ранее указанным причинам, то из формулы (20-3) видно, что с увеличением ε термический к. п. д. цикла η_t увеличивается, а с увеличением r — уменьшается.

Цикл со смешанным подводом тепла при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Для повышения экономичности двигателя был введен цикл со смешанным подводом тепла. Он является обобщением двух ранее рассмотренных циклов (циклы при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$).

На рис. 20-10 представлена диаграмма такого цикла. Газ от точки 1 до точки 2 сжимается по адиабате с повышением давления и температуры. По линии 2-3 подводится часть тепла q_1' при постоянном объеме. По линии 3-4 подводится оставшаяся часть тепла q_1'' при постоянном давлении. По линии 4-5 газ адиабатно расширяется, а по изохоре 5-1 тепло q_2 отводится в холодильник.

Характеристикой цикла со смешанным подводом тепла являются следующие величины:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \frac{v_1}{v_2} \text{ — степень сжатия;} \\ \rho &= \frac{v_4}{v_2} \text{ — степень изобарного расширения;} \\ \lambda &= \frac{p_3}{p_2} \text{ — степень увеличения давления на участке под-} \\ &\quad \text{вода тепла.} \end{aligned} \right\} \quad (20-4)$$

Термический к. п. д. цикла определяют по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^{k\lambda} - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} \quad (20-5)$$

Как видно из формулы (20-5), термический к. п. д. цикла η_t увеличивается с повышением ϵ и λ и уменьшается с повышением ρ .

Сравнение трех рассмотренных циклов. Рассмотренные ранее два цикла являются частными случаями цикла со смешанным подводом тепла. Так, например, при $\rho = 1$ объемы v_2 и v_4 по равенствам (20-4) равны между собой, следовательно, цикл со смешанным подводом тепла превращается в цикл с изохорным подводом тепла. При $\lambda = 1$, когда давление $p_2 = p_3$, цикл является изобарным.

Сравнение идеальных циклов, осуществляемых при разных способах подвода тепла, показывает, что:

1) при одинаковых степенях сжатия термический к. п. д. цикла с изохорным подводом тепла больше, чем термический к. п. д. цикла с изобарным подводом тепла;

2) при одинаковых наибольших давлениях термический к. п. д. цикла с изобарным подводом тепла больше, чем к. п. д. цикла с изохорным подводом тепла;

3) при одинаковых наибольших температурах к. п. д. цикла с изобарным подводом тепла больше, чем к. п. д. цикла с изохорным подводом тепла.

Цикл со смешанным подводом тепла занимает промежуточное положение между рассмотренными двумя циклами.

При оптимальной степени сжатия в смешанном цикле можно получить к. п. д. выше, чем в цикле с изобарным подводом тепла, за счет некоторого повышения максимального давления.

§ 5. Циклы действительных двигателей

Реальные двигатели внутреннего сгорания не могут работать по идеальному круговому циклу, так как происходящие в них процессы совершаются реальными газами. Процессы в реальных двигателях необратимы и разомкнуты; химический состав рабочего тела (смесь воздуха с топливом) изменяется только в одном направлении — горючая смесь переходит в продукты сгорания. Обратного процесса — превращения продуктов сгорания в смесь топлива с

воздухом — в цилиндре двигателя произойти не может. Продукты сгорания, расширившись и совершив работу, выбрасываются в атмосферу, а на их место поступает новая порция рабочей смеси. Таким образом, здесь круговой цикл прерывается.

В действительных процессах теплоемкости газов принимаются зависящими от температуры и поэтому в каждый момент процесса имеют различные значения. В действительных двигателях рабочие процессы сопровождаются гидродинамическими и механическими потерями.

Во время работы реального двигателя к нему подключают специальный прибор — *индикатор*, который вычерчивает индикаторную диаграмму, характеризующую работу двигателя. По индикаторной диаграмме определяют величину полезной работы, совершенной продуктами сгорания в цилиндре двигателя, а также величину отрицательной работы, затраченной на преодоление механических сопротивлений.

Кроме того, по очертанию индикаторной диаграммы можно судить о том, с какими отклонениями протекает рабочий процесс в цилиндре двигателя, которые без диаграммы часто нельзя установить и устранить.

Рассматривая работу реальных двигателей, правильнее будет говорить не о циклах с различным подводом тепла, а о двигателях с различной быстротой сгорания топлива. Их можно разделить на три группы: двигатели быстрого сгорания при $v = \text{const}$, двигатели постепенного сгорания при $p = \text{const}$ и двигатели смешанного сгорания при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$.

Двигатели быстрого сгорания при $v = \text{const}$. К двигателям, работающим при $v = \text{const}$, относятся все двигатели с принудительным зажиганием — газовые, карбюраторные и калиораторные.

Рассмотрим индикаторную диаграмму работы реального четырехтактного двигателя, работающего при $v = \text{const}$. Диаграмма работы этого двигателя показана на рис. 20-11. Она изображена сплошными линиями и вписана в теоретическую диаграмму, обозначенную пунктиром. Из диаграммы видно, что площадь действительной диаграммы несколько меньше площади теоретической, и, следовательно, несколько меньшей получается мощность, развиваемая реальным двигателем.

Процесс впуска рабочей смеси в цилиндр происходит после выталкивания из него поршнем отработавшего газа. При выталкивании газ испытывает сопротивление в выпускных клапанах и трубопроводах. Поэтому в камере сжатия перед впуском рабочей смеси остается часть отработавшего газа с давлением, несколько выше атмосферного (точка 1 на рис. 20-11, а).

В период впуска при движении поршня от ВМТ к НМТ (линия 1-2) давление в цилиндре понижается, создается разрежение, и в цилиндр засасывается рабочая смесь. Во впускных клапанах и

трубопроводе так же, как и в выпускных, создаются гидравлические сопротивления (завихрение потока, удары, трение о стенки и т. п.) и поэтому процесс впуска по линии 1-2 протекает и заканчивается при давлении, несколько ниже атмосферного (точка 2).

Открытие впускного клапана обычно производится с опережением, т. е. до прихода поршня в ВМТ. Это делается для продувки камеры сжатия и для лучшего наполнения цилиндра. Закрытие впускного клапана происходит с запаздыванием, т. е. после прихода поршня в НМТ. Это делается также для улучшения наполнения цилиндра.

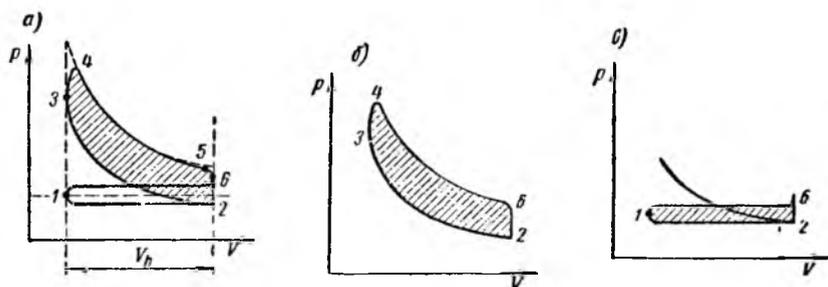


Рис. 20-11. Индикаторная диаграмма работы реального двигателя быстрого сгорания при $v = \text{const}$:

а — полная работа; б — действительная индикаторная работа; в — насосная работа

Однако в карбюраторных и газовых двигателях такое перекрытие клапанов следует проводить осторожно, так как при бедных* смесях процесс горения замедляется настолько, что остающиеся в отходящих газах очаги пламени могут проникнуть во впускной трубопровод, что приведет к взрыву горючей смеси.

Процесс сжатия (линия 2-3) начинается после впуска рабочей смеси. Действительный процесс сжатия протекает с теплообменом и поэтому линия 2-3 является политропой, а не адиабатой, как в идеальном цикле.

Рабочую смесь, состоящую из воздуха и топлива, в цилиндре двигателя можно сжимать лишь до давлений, повышающих температуру смеси до температуры ниже температуры воспламенения. В противном случае смесь самовоспламеняется до прихода поршня в ВМТ. Преждевременная вспышка снижает мощность двигателя, изнашивает его и даже может привести к поломке.

Увеличение степени сжатия приводит также к детонации**.

* Бедными смесями называют смеси, у которых коэффициент избытка воздуха чрезмерно велик.

** Детонацией называют такой случай горения газовой смеси, когда она воспламеняется одновременно в различных точках всего объема. Сгорание приобретает характер взрыва, что приводит к снижению мощности двигателя, его перегреву и перерасходу топлива.

Возникновение детонации зависит от сорта сгораемого в цилиндре топлива. Поэтому каждое топливо допускает предельную степень сжатия, при которой еще не возникает детонации.

Ниже приведены предельные значения степени сжатия в двигателях с внешним смесеобразованием в зависимости от применяемого топлива.

Двигатели	ϵ	Двигатели	ϵ
Керосиновые	4—4,5	Бензиновые авиационные	7,0—8,5
Бензиновые автомобильные	5,5—6,5	Газовые	7,0—9,5

Процесс сгорания (линия 3-4) в реальном цикле происходит с отклонением от идеального. В действительном двигателе подвод тепла извне заменяется сгоранием топлива, которое протекает во времени и, следовательно, с некоторым изменением объема камеры сгорания двигателя. Поэтому подачу искры производят с опережением, т. е. до прихода поршня в ВМТ. Это позволяет получить максимальное давление на поршень сразу же за ВМТ и тем самым приблизить процесс сгорания к изохорному.

Процесс расширения (линия 4-5) является, как известно, рабочим ходом поршня, во время которого двигатель совершает работу. При этом давление и температура продуктов сгорания падают, а объем увеличивается.

Процесс выхлопа отработавшего газа производится также с опережением. Поэтому линия 5-6 не является изохорой. Открытие выпускных клапанов с опережением позволяет основной массе отработавшего газа выйти из цилиндра до прихода поршня в НМТ. После выхлопа давление в цилиндре остается несколько выше атмосферного. Если бы давление газа в цилиндре оставалось намного выше атмосферного, то при обратном движении поршня (при выталкивании остаточного газа) значительно возросло бы сопротивление. При этом часть работы, полученной двигателем, пришлось бы затратить на преодоление этого сопротивления.

Однако подбирать опережение выпуска нужно таким образом, чтобы не сократить намного рабочий ход поршня, и этим не снизить полезную работу, производимую двигателем при расширении.

Процесс выталкивания (линия 6-1) производится при давлении, немного выше атмосферного. Для лучшей очистки цилиндра от остаточных газов закрытие выпускного клапана производится с некоторым запаздыванием.

Полная работа $I_{\text{полн}}$ совершенная четырехтактным двигателем за цикл, определяется пл. индикаторной диаграммы 1264321.

Она представляет собой сумму двух площадей: положительной пл. 23462 (рис. 20-11, б), соответствующей полезной (действительной индикаторной) работе двигателя за такты сжатия и расширения, и отрицательной пл. 1261 (рис. 20-11, в), соответствующей насосной работе.

Насосной называют работу, затраченную на осуществление ходов впуска и выпуска. Эту работу также называют *насосными потерями*, так как впуск и выпуск являются вспомогательными процессами.

Насосные потери обычно относят к механическим потерям двигателя.

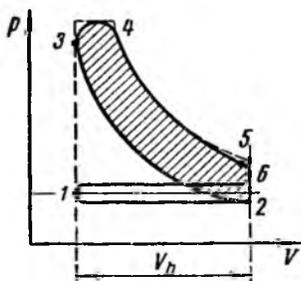


Рис. 20-12. Действительная индикаторная диаграмма двигателя постепенного сгорания при $p = \text{const}$

Двигатели постепенного сгорания при $p = \text{const}$. Все рабочие процессы в двигателях, работающих при $p = \text{const}$, протекают так же, как и в двигателях, работающих при $v = \text{const}$. Только при медленном сгорании топлива цилиндр заполняется не рабочей смесью, а чистым воздухом из атмосферы (рис. 20-12, линия 1-2).

В цилиндре воздух сжимается поршнем по линии 2-3 до давлений, при которых его температура в конце сжатия может обеспечить надежное самовоспламенение введенного в цилиндр жидкого топлива. Топливо, попадая в сжатый

раскаленный воздух, воспламеняется и сгорает (линия 3-4) с выделением тепла. Это тепло затрачивается не только на увеличение внутренней энергии, но и на совершение внешней механической работы.

Топливо в цилиндр двигателя подается не все сразу, а постепенно. Часть топлива впрыскивается в цилиндр до прихода поршня в ВМТ. От начала впрыскивания до воспламенения топлива происходит некоторая задержка, во время которой топливо в цилиндре хорошо перемещивается с воздухом. Вблизи ВМТ топливо воспламеняется и горит. Давление в цилиндре повышается. В цилиндр продолжают впрыскивать топливо, частицы которого сгорают сразу же после выхода их из форсунки. После прекращения подачи топлива сгорание заканчивается в точке 4 и начинается процесс расширения. Такие двигатели носят название двигателей *постепенного сгорания*.

Выбор степени сжатия в этих двигателях определяется температурой самовоспламенения топлива. Однако при высоких степенях сжатия в цилиндре двигателя возникают высокие давления, в результате которых увеличиваются усилия, действующие на трущиеся части. При этом резко возрастает работа, затрачиваемая на преодоление вредных сопротивлений. Таким образом, повышение степени сжатия выше установленных пределов приводит к сниже-

нию к. п. д. двигателя. Современные двигатели постепенного сгорания работают со степенью сжатия ϵ , равной от 13 до 16,8*.

В двигателях постепенного сгорания для распыления топлива, подаваемого в цилиндр, используют воздух, сжатый в компрессоре до давления, в 1,5—2 раза превышающего давление сжатия в цилиндре. Такие двигатели называют также *компрессорными двигателями*.

Наиболее ответственной, дорогой и громоздкой частью компрессорных двигателей является компрессор. В настоящее время эти двигатели заменены бескомпрессорными двигателями со смешанным сгоранием топлива.

Двигатели со смешанным сгоранием. Двигатели с внутренним смесеобразованием, работающие по циклу смешанного сгорания топлива (сначала при $v = \text{const}$, затем при $p = \text{const}$), носят название *бескомпрессорных двигателей*.

Они отличаются от компрессорных способом распыления топлива. В бескомпрессорном двигателе топливо сжимается насосом до давления 100—400 ат и проталкивается в цилиндр через мелкие отверстия в распылителе форсунки. Такое распыление топлива называют *механическим* в отличие от *воздушного*.

В настоящее время большинство двигателей с внутренним смесеобразованием работает по смешанному циклу.

На рис. 20-13 изображена индикаторная диаграмма двигателя со смешанным сгоранием.

Подача топлива в камеру сгорания производится таким образом, чтобы одна часть его сгорала при постоянном объеме по линии 3-4, а другая часть — при постоянном давлении по линии 4-5.

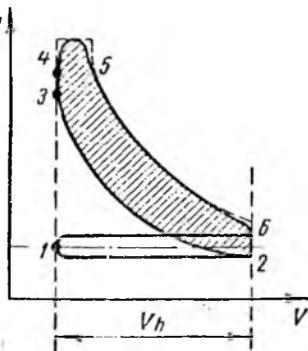


Рис. 20-13. Действительная индикаторная диаграмма двигателя, работающего по смешанному циклу

§ 6. Мощность и к. п. д. двигателей

Среднее индикаторное давление. Рассмотрим индикаторную диаграмму, изображенную на рис. 20-14. Пл. диаграммы 1234 численно равна индикаторной работе l_i , совершенной газом в цилиндре за один рабочий цикл.

Как видно из диаграммы, давление в цилиндре меняется в каждый момент времени по кривой 3-4 хода расширения.

* Теплотехнический справочник. Т. I. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957, стр. 702.

Если пл. 1234 индикаторной диаграммы представить в виде равновеликого ей прямоугольника $abcd$ с основанием, равным длине диаграммы S , то высота этого прямоугольника в соответствующем масштабе представит величину среднего индикаторного давления p_i .

Таким образом, *средним индикаторным давлением* p_i называют некоторое условное постоянное давление продуктов сгорания, действующее на поршень в течение хода расширения, во время которого совершается работа, равная индикаторной работе L_i .

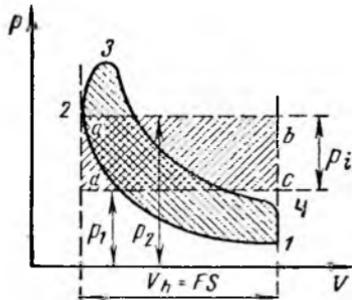
Индикаторная работа L_i , выраженная через среднее индикаторное давление, может быть подсчитана по формуле

$$L_i = p_i V_h,$$

но $V_h = FS$, где F — площадь поршня; S — ход поршня.

По величине среднего индикаторного давления судят о степени эффективности рабочего процесса, т. е. о развиваемой двигателем индикаторной работе.

Рис. 20-14. Геометрическое представление среднего индикаторного давления



Чем выше величина p_i , тем больше индикаторная работа L_i и выше степень использования рабочего объема V_h цилиндра.

Величина среднего индикаторного давления зависит от применяемого цикла, от коэффициента избытка воздуха, степени сжатия и др.

Ниже приведены значения среднего индикаторного давления* для некоторых типов двигателей.

Двигатели	p_i , н/м ²	Двигатели	p_i , н/м ²
Калоризаторные . . .	24,5—44,1	Стационарные компрессорные и бескомпрессорные (тихоходные)	58,8—71,6
Газовые	39,2—68,6		
Бензиновые автомобильные	58,8—98,0		

Как видно из приведенных данных, наибольшее среднее индикаторное давление достигается в авиационных бензиновых двигателях. Это объясняется возможностью осуществления рабочего процесса с минимальным коэффициентом избытка воздуха ($\alpha = 0,85 - 0,95$). Двигатели с самовоспламенением работают при более высоком коэффициенте избытка воздуха ($\alpha = 2,0 - 2,2$). Поэтому степень использования рабочего объема цилиндра в двигателях с самовоспламенением ниже, чем в карбюраторных.

* Теплотехнический справочник. Т. I. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957, стр. 697.

Мощности двигателя. *Индикаторной мощностью* N_i называют секундную работу, развиваемую газом внутри цилиндра за один полный цикл, совершенный двигателем.

Для четырехтактного двигателя, у которого вал совершает n об/мин, число циклов в минуту равно $\frac{n}{2}$, а для двухтактного двигателя — n . Число циклов в минуту для двигателя с любым числом тактов можно обозначить выражением $\frac{2n}{\tau}$, где τ — число тактов. Тогда мощность, развиваемая в каждом цилиндре двигателя, может быть подсчитана по формуле

$$N_i^u = \frac{p_i V_h 2n}{6 \cdot 10^4 \tau} \text{ квт}, \quad (20-6)$$

где $p_i V_h$ — индикаторная работа двигателя, дж.

Коэффициент $6 \cdot 10^4$ в знаменателе представляет собой перевод числа оборотов в минуту на число оборотов в секунду ($1 \text{ мин} = 60 \text{ сек}$) и перевод мощности, выраженной в *вт*, на *квт* ($1 \text{ квт} = 1000 \text{ вт}$). После сокращения получим

$$N_i^u = \frac{p_i V_h n}{3 \cdot 10^4 \tau} \text{ квт}. \quad (20-7)$$

Индикаторная мощность многоцилиндрового двигателя простого действия равна

$$N_i = \frac{p_i V_h n z}{3 \cdot 10^4 \tau} \text{ квт}, \quad (20-8)$$

где z — число цилиндров двигателя.

Часть индикаторной мощности затрачивается на преодоление трения, возникающего между поршнем и стенками цилиндра, в коренных и шатунных подшипниках, в механизмах распределения, в топливных, масляных, водяных и продувочных насосах и т. п.

Поэтому полезная мощность, полученная на валу двигателя, называемая *эффективной мощностью* N_l , меньше индикаторной на величину мощности $N_{тр}$, затраченной на преодоление трения

$$N_l = N_i - N_{тр}. \quad (20-9)$$

Коэффициенты полезного действия двигателя. До сих пор рассмотренные рабочие процессы оценивались величиной их термического к. п. д. η_t . Однако для практической оценки двигателя нужно знать индикаторный и эффективный к. п. д.

Индикаторный к. п. д. η_i оценивает степень использования тепла топлива в цилиндре двигателя. Он представляет собой отношение

тепла, превращенного в индикаторную работу, ко всему затраченному теплу топлива

$$\eta_i = \frac{N_i}{B \cdot Q_H^p}, \quad (20-10)$$

где N_i — индикаторная мощность двигателя, *квт*;

B — средний расход топлива, *кг/сек* или (*м³/сек*);

Q_H^p — низшая теплостворность рабочего топлива, *кдж/кг* или (*кдж/м³*).

Высокое значение η_i является показателем высокого качества рабочего процесса в цилиндре двигателя.

Эффективный к. п. д. оценивает степень использования тепла, превращенного в эффективную работу, ко всему затраченному теплу топлива

$$\eta_e = \frac{N_e}{BQ_H^p}, \quad (20-11)$$

где N_e — эффективная мощность.

Эффективный и индикаторный к. п. д. связаны между собой соотношением

$$\eta_e = \eta_i \eta_m,$$

где η_m — механический к. п. д., учитывающий механические потери. Он определяется отношением эффективной мощности к индикаторной

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i}. \quad (20-12)$$

Ниже приведены значения* η_i , η_e и η_m .

Двигатели	η_i	η_m	η_e
Калоризаторные	0,20—0,30	0,75—0,80	0,16—0,20
Автомобильные карбюраторные .	0,22—0,28	0,80—0,90	0,18—0,24
Стационарные бескомпрессорные тихоходные	0,38—0,52	0,78—0,83	0,30—0,30
Быстроходные карбюраторные . .	0,35—0,43	0,75—0,84	0,30—0,42

Способы повышения мощности и к. п. д. двигателя. При конструировании двигателя внутреннего сгорания необходимо стремиться к увеличению его мощности, снижению удельного веса и уменьшению габаритов.

Из формулы (20-8) видно, что повышение мощности зависит от увеличения среднего индикаторного давления p_i , объема V_H , числа

* Теплотехнический справочник, т. I. М. — Л., Госэнергоиздат 1957, стр. 697.

цилиндров z и числа оборотов n и от уменьшения числа тактов τ (при переходе с четырехтактного двигателя на двухтактный).

Среднее индикаторное давление можно повысить, улучшив качество смесеобразования, увеличив индикаторный к. п. д., давление воздуха на впуске и др. Самым эффективным способом повышения p_i является способ увеличения давления воздуха на впуске. Этот способ носит название *наддува двигателя* и заключается в следующем. Воздух или рабочая смесь перед поступлением в цилиндр двигателя предварительно сжимается в нагнетателе. При этом увеличивается плотность и соответственно масса воздуха или рабочей смеси. Так как в цилиндре окажется большее количество воздуха, то при том же коэффициенте избытка воздуха можно сжечь большее количество топлива. При этом увеличится среднее индикаторное давление, а следовательно, и мощность двигателя.

В стационарных двигателях наддув применяют периодически — для форсирования при пиковых нагрузках. Наддув также применяют в судовых двигателях, тепловозных и авиационных.

Чтобы увеличить объем цилиндра V_h , для повышения мощности двигателя увеличивают диаметр цилиндра D и ход поршня S .

Число оборотов двигателя n нельзя изменять произвольно. Оно определяется назначением двигателя. Это объясняется тем, что с увеличением числа оборотов увеличивается износ двигателя, а следовательно, сокращается срок его службы. Поэтому увеличивать мощность двигателя увеличением числа оборотов можно лишь в том случае, когда условия эксплуатации требуют создания легкого, компактного двигателя.

В настоящее время карбюраторные двигатели работают с $n = 3000-4000$ об/мин. Дальнейшее увеличение числа оборотов приводит к быстрому износу двигателей*. В двигателях с самовоспламенением максимальное число оборотов достигает 2000 — 2500 об/мин.

Уменьшение числа тактов двигателя τ с четырех до двух увеличивает мощность на 65—75% при том же числе оборотов.

§ 7. Тепловой баланс двигателя

В идеальном двигателе тепловой баланс представляет собой простую схему. Из всей располагаемой теплоты одна ее часть идет на совершение полезной работы, а вторая отводится в холодильник, в соответствии со вторым законом термодинамики.

В реальном двигателе располагаемое тепло расходуется не только на совершение полезной работы и на потерю тепла с уходящим отработавшим газом, но и на другие потери, которые непрерывно происходят в процессе работы двигателя. Тепловой баланс,

* Специальные гоночные машины с двигателем, работающим при 8000 об/мин, имеют весьма малый срок службы.

составленный для 1 кг жидкого или для 1 м³ газообразного топлива, может быть представлен в таком виде:

$$Q_{\text{н}}^{\text{р}} = Q_{\text{л}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{газ}} + Q_{\text{ост}} \text{ кдж/кг (кдж}\cdot\text{м}^3\text{)},$$

где $Q_{\text{н}}^{\text{р}}$ — низшая теплота сгорания рабочего топлива;
 $Q_{\text{л}}$ — теплота, эквивалентная эффективной работе двигателя;
 $Q_{\text{охл}}$ — тепло, уносимое с водой или воздухом, охлаждающим двигатель во время его работы;
 $Q_{\text{газ}}$ — тепло, уносимое отработавшим газом;
 $Q_{\text{ост}}$ — остаточные потери тепла, куда входят потери от неполноты сгорания через изоляцию и другие трудно учитываемые потери.

Тепловой баланс двигателя выражают также в процентах.

Если обозначить:

$$\frac{Q_{\text{л}}}{Q_{\text{н}}^{\text{р}}} \cdot 100 = q_{\text{л}}\%; \quad \frac{Q_{\text{охл}}}{Q_{\text{н}}^{\text{р}}} \cdot 100 = q_{\text{охл}}\% \text{ и т. д.,}$$

тогда

$$q_{\text{л}} + q_{\text{охл}} + q_{\text{газ}} + q_{\text{ост}} = 100\%.$$

Распределение теплоты между отдельными составляющими теплового баланса различно для различных двигателей и зависит от конструктивных и эксплуатационных факторов. Отдельные члены уравнения теплового баланса имеют примерно такие значения:

$$q_{\text{л}} = 40 - 18\%; \quad q_{\text{охл}} = 35 - 15\%; \quad q_{\text{газ}} = 50 - 25\%; \quad q_{\text{ост}} = 5 - 12\%.$$

Из приведенных цифр видно, что значительная часть тепла (до 70%) теряется с отработавшим газом и с водой (или воздухом), охлаждающей двигатель. Если в какой-то мере использовать это тепло, то экономичность двигателя будет значительно увеличена.

В стационарных силовых установках с двигателями внутреннего сгорания, так же как и в паросиловых установках, используют тепло охлаждающей воды и отработавшего газа для горячего водоснабжения.

§ 8. Классификация двигателей

Двигатели внутреннего сгорания классифицируются по многим признакам. Так, например, по способу осуществления цикла двигателя разделены на двухтактные и четырехтактные (см. § 2 этой главы); по степени сжатия — на двигатели высокого сжатия и низкого; по виду сжигаемого топлива — на двигатели газообразного и жидкого топлива; по способу смесеобразования — на двигатели с внешним смесеобразованием и внутренним.

Рассмотрим несколько подробнее классификацию двигателей,

По назначению двигатели разделены на *стационарные* и *передвижные*.

Стационарные двигатели. Распространение двигателей внутреннего сгорания для стационарных условий ограничено отсутствием на местах и трудностью доставки весьма ценного жидкого и газообразного топлива. Поэтому в настоящее время их не используют на крупных электростанциях. Они нашли применение на небольших электростанциях в районах, богатых газовым топливом, и на нефтеразработках. Кроме того, они работают на металлургических и коксовых заводах, где в качестве топлива используется доменный и генераторный газ.

Мощность существующих стационарных двигателей составляет от 20 до 3500 *квт*, но имеются отдельные агрегаты мощностью до 20 000 *квт*. Мелкие и средние стационарные двигатели применяют в качестве резервных установок на фабриках и заводах, а также на мелких сельскохозяйственных силовых осветительных станциях.

Передвижные двигатели. В группу передвижных входят двигатели для железнодорожного транспорта, судовые, автотракторные и авиационные.

На железнодорожном транспорте применяют главным образом двигатели с самовоспламенением и — как подсобные на мелких мотовозах — карбюраторные. Мощность тепловозных двигателей в настоящее время достигает 2000 *квт*.

На судах используют двигатели внутреннего сгорания в основном с самовоспламенением. На мелких судовых установках пользуются карбюраторными двигателями.

В качестве автотракторных двигателей применяют карбюраторные четырехтактные, быстроходные легкие двигатели с самовоспламенением и газогенераторные двигатели, работающие на газовом топливе, полученном в генераторе, находящемся на машине вблизи двигателя.

Преимуществом газогенераторных двигателей является возможность использования любого низкосортного твердого топлива. В генератор загружают уголь, дрова и любые отходы топлива. При сжигании топлива с недостатком воздуха в генераторе происходит неполное сгорание и образуется генераторный газ, который и является топливом двигателя. Газогенераторные двигатели используют в районах, отдаленных от складов привозного жидкого топлива. Например, на лесоразработках, в сельском строительстве, на геологоразведочных работах и т. п.

Автотракторные двигатели имеют мощность от 15 до 100 *квт* и число оборотов 1000—3000 *об/мин*.

В авиации в основном применяли четырехтактные бензиновые двигатели. Однако за последнее время газотурбинные двигатели почти полностью вытеснили поршневой двигатель внутреннего сгорания.

§ 9. Основные узлы и механизмы двигателей внутреннего сгорания

Как каждая машина, так и двигатель внутреннего сгорания состоит из отдельных деталей и частей, образующих узлы и механизмы. В зависимости от назначения их подразделяют на: корпус двигателя, рабочий механизм, систему подачи топлива, систему регулирования, систему охлаждения, систему смазки, систему зажигания. Рассмотрим некоторые из них.

Корпус двигателя. Корпус двигателя состоит из неподвижных частей, воспринимающих действующие в двигателе силы. К неподвижным частям относятся: фундаментная рама (в стационарном двигателе) или блок-картер (в передвижном), станины, блок цилиндров с гильзами и крышками, коренные подшипники и другие детали.

Рабочий механизм. Детали рабочего механизма воспринимают и передают усилия, возникающие в двигателе. К основным деталям рабочего механизма относятся: поршни с поршневыми пальцами и поршневыми кольцами, шатуны, коленчатый вал, маховик.

Поршень, шатун и коленчатый вал составляют *кривошипно-шатунный механизм*, преобразующий поступательное движение поршня во вращательное движение вала.

Механизм газораспределения. В четырехтактном двигателе подача рабочей смеси (или воздуха) и выпуск продуктов сгорания осуществляется газораспределительным механизмом

Рис. 20-15. Распределительный механизм четырехтактного двигателя

(рис. 20-15). Его распределительный кулачковый вал 9 соединен при помощи зубчатой передачи с коленчатым валом 8 двигателя. При вращении коленчатого вала вращается также и распределительный вал. При этом кулачок 1 поднимает толкатель 2, который через штангу 3 и коромысло 4 воздействует на клапан, имеющий шток 6 и головку 5, и он открывается. Закрывается клапан под действием пружины 7. Так как в четырехтактном двигателе каждый клапан должен открываться один раз за два оборота коленчатого вала, то распределительный вал должен вращаться в два раза медленнее коленчатого. Это достигается соответствующим подбором зубчатой передачи.

Система регулирования. Для того чтобы двигатель работал с постоянным числом оборотов вала, нужно регулировать подачу топлива в цилиндр в зависимости от изменения величины внешней нагрузки. При увеличении нагрузки в цилиндр вводится соответственно большее количество топлива, или рабочей смеси, и наоборот — при уменьшении нагрузки в цилиндр подается меньше топлива.

Таким образом, процесс регулирования двигателей поддерживает (регулирует) соответствие между мощностью, развиваемой двигателем, и его внешней нагрузкой.

Существует три способа регулирования мощности: количественный, качественный и смешанный.

Количественный способ регулирования заключается в изменении количества подаваемой смеси установленного состава. Состав смеси (соотношение топлива с воздухом), а следовательно, и коэффициент избытка воздуха не изменяются. Практически количественное регулирование осуществляется поворотом дроссельной заслонки. С ростом нагрузки двигателя заслонка открывается больше, а со снижением — меньше.

Преимуществом количественного регулирования является хорошее сгорание топлива при всех нагрузках, так как коэффициент избытка воздуха остается постоянным. Этот способ регулирования применяют в карбюраторных и реже в газовых двигателях.

Качественный способ регулирования в двигателях с внешним смесеобразованием обычно не применяют, а в двигателях с самовоспламенением применяют широко. В этих двигателях в цилиндр подается постоянное количество чистого воздуха и в зависимости от изменения нагрузки меняется только количество подаваемого топлива в цилиндр.

Смешанный способ регулирования объединяет оба способа. При больших нагрузках производят качественное регулирование, а при малых — количественное. Смешанное регулирование широко применяют в газовых двигателях.

Система охлаждения. Рабочие процессы в двигателях внутреннего сгорания протекают при весьма высоких температурах (1800—2000° С). Поэтому для предохранения от перегрева деталей, находящихся в зоне этих температур (стенки, крышки, головки цилиндров, а также поршни и поршневые штоки), необходимо их интенсивно охлаждать.

Существует два вида охлаждения двигателей: воздушное и водяное.

Воздушное охлаждение применяют в авиационных, мотоциклетных и некоторых автомобильных двигателях, а *водяное* охлаждение — как в стационарных, так и в передвижных двигателях.

§ 1. Основные понятия

Паровая турбина является двигателем, в котором преобразование энергии пара в механическую работу состоит из двух процессов:

1) преобразование потенциальной энергии пара в кинетическую и
2) преобразование полученной кинетической энергии в механическую работу турбины. Проточная часть турбины состоит из двух основных частей: первая часть — сопловой аппарат 1 (рис. 21-1), вторая — диск 3, насаженный на вал турбины 4. По окружности диска закреплены рабочие лопатки 2, которые образуют каналы.

Первый процесс протекает в сопловом аппарате, куда поступает пар высокого давления. В соплах пар расширяется, его давление падает и соответственно увеличивается скорость, т. е. внутренняя энергия пара в сопловом аппарате преобразуется в кинетическую.

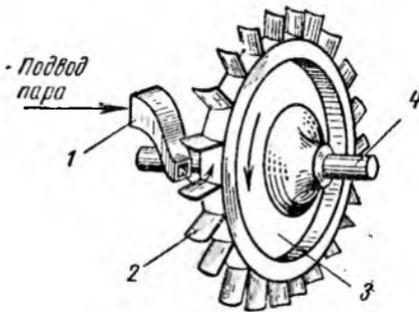


Рис. 21-1. Сопло и рабочее колесо паровой турбины

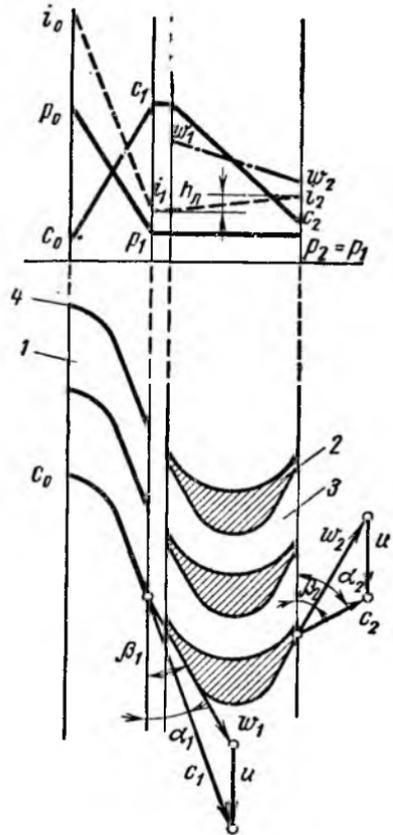


Рис. 21-2. Схема действия пара на рабочие лопатки одиодисковой турбины

Второй процесс протекает в каналах, образованных рабочими лопатками, где кинетическая энергия пара преобразуется в механическую работу вращения диска и связанного с ним вала турбины.

На рис. 21-1 сопловой аппарат 1 показан в виде одного сопла. В турбинах средней и большой мощности сопловой аппарат пред-

ставляет собой *сопловую решетку*, состоящую из неподвижных лопаток 4 (рис. 21-2), каждая пара которых образует сопловой канал 1. На рис. 21-2 показана также решетка рабочих лопаток 2, где каждая их пара образует между собой криволинейный канал 3.

Сопловой аппарат с одним диском, на котором укреплены рабочие лопатки, составляет ступень турбины. Турбину, состоящую из одной ступени, называют *одноступенчатой*. Одноступенчатые турбины работают с большим числом оборотов (20000 ÷ 50000 об/мин). Обычно их применяют с качестве вспомогательных устройств в транспортных установках.

В качестве двигателя, преобразующего энергию пара в механическую работу, применяют турбины, состоящие из нескольких ступеней. Их называют *многоступенчатыми*.

Многоступенчатые паровые турбины обладают существенно большими мощностями 50, 100, 200 тыс. *квт* при 3000 об/мин. В настоящее время созданы турбины мощностью 300, 500 тыс. *квт* и проектируются мощностью 800 тыс. *квт* и 1 млн. *квт*.

Современная турбина — это сложный высокоэкономичный быстроходный двигатель.

В настоящее время многоступенчатая паровая турбина является основным двигателем на всех тепловых электрических станциях.

§ 2. Рабочий процесс в паровой турбине

В ступени турбины пар проходит по системе неподвижных и вращающихся каналов. Поэтому в зависимости от вида движения различают три скорости пара:

c — абсолютная скорость движения пара;

u — скорость переносного движения, равная окружной скорости диска турбины;

w — относительная скорость, т. е. скорость движения пара относительно движущейся лопатки.

Параметры пара (скорость, давление, температуру перед соплом, перед рабочими лопатками и за рабочими лопатками) отмечают индексами соответственно 0, 1, 2 ($c_0; p_0; T_0; c_1; p_1; T_1; c_2; p_2; T_2$). Рассмотрим аднабатный процесс течения пара в ступени турбины. При течении пара в сопловом аппарате энергия пара преобразуется в кинетическую (см. § 2 гл. VIII). Приращение кинетической энергии пара при выходе из сопла определяется из равенства (8-3)

$$i_0 - i_1 = \frac{c_{1т}^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} \text{ дж/кг,}$$

где $c_{1т}$ — теоретическая скорость на выходе из сопла.

Если принять, что перед соплами скорость $c_0 = 0$, получим

$$\frac{c_{1T}^2}{2} = i_0 - i_{1T} = h_{1T} \quad \text{дж/кг},$$

где h_{1T} — теоретический теплоперепад, соответствующий величине c_{1T} .

В действительном процессе истечения часть кинетической энергии в результате потерь на трение переходит в тепло, так что истинная скорость c_1 меньше теоретической. Коэффициент, учитывающий потерю скорости, называют *коэффициентом скорости* и обозначают буквой φ .

В современных турбинах значения коэффициента скорости φ составляют $0,93 \div 0,98$. Действительную скорость истечения можно определить

$$c_1 = \varphi c_{1T}.$$

Пар из сопла с давлением p_1 попадает в каналы решетки рабочих лопаток. В зависимости от воздействия пара на рабочие лопатки различают турбины *активного* и *реактивного* действия.

Активная турбина. В каналах решетки рабочих лопаток активной турбины происходит поворот струи пара. Изменение количества движения потока пара преобразуется в активную силу, действующую на рабочие лопатки и вращающую диск и вал турбины. Турбину, в рабочих каналах которой действует активная сила, называют *активной турбиной*. Давление пара в каналах рабочих лопаток активной турбины не изменяется и остается равным давлению пара на выходе из сопла, т. е. $p_1 = p_2$ (см. рис. 21-2, сверху).

Поскольку усилие на вал турбины передается только при повороте струи пара, рабочая лопатка должна иметь сильно изогнутый симметричный активный профиль. Пар из сопла направляется касательно к входной кромке изогнутой лопатки.

Величину и направление скоростей пара перед рабочим колесом и за ним можно определить, построив входные и выходные треугольники скоростей (см. рис. 21-2). В частности, вектор относительной скорости определяется геометрической разностью

$$w_1 = c_1 - u.$$

Направление относительной скорости пара w_1 составляет с плоскостью диска турбины угол β_1 , который называют *углом входа*.

Направление вектора c_1 определяется углом α_1 между осью сопла и плоскостью диска.

Теоретическая относительная скорость w_1 на выходе из рабочего колеса определяется так же, как и на выходе из сопла

$$\frac{w_{2T}^2 - w_1^2}{2} = i_1 - i_{2T} = h_{2T} \quad \text{дж/кг}.$$

В действительности, вследствие потерь в лопаточном канале, достигаемая при выходе относительная скорость пара меньше, чем w_{2T} , а i_2 выше, чем i_{2T} (см. рис. 21-2, сверху).

Эти потери учитываются коэффициентом скорости ψ рабочего колеса, при этом

$$w_2 = \psi w_{2T}.$$

Относительная скорость w_2 выхода пара направлена по касательной к выходной

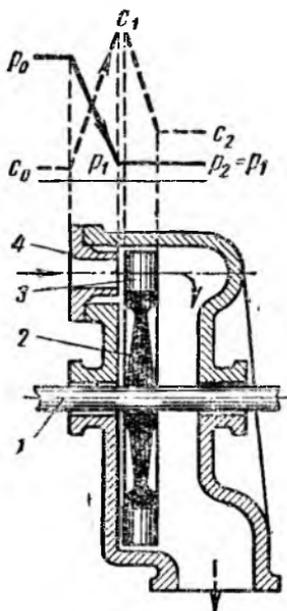


Рис. 21-3. Схема однодисковой активной турбины

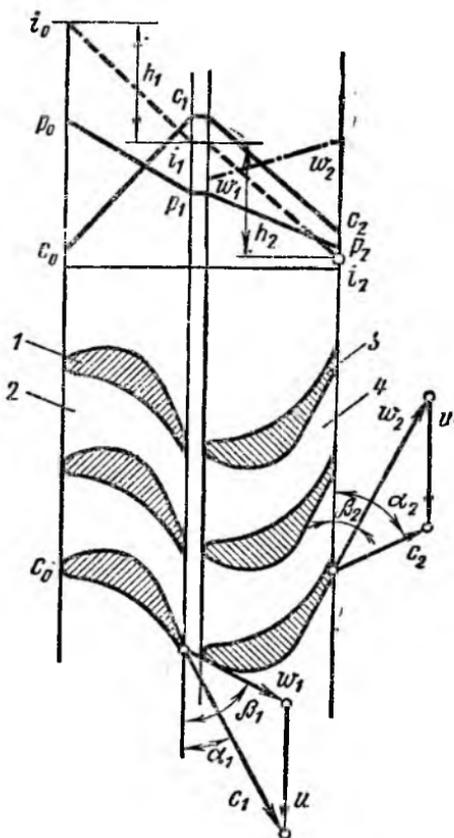


Рис. 21-4. Схема реактивного действия пара на лопатки турбины

кромке лопатки под углом β_2 к плоскости диска. Угол β_2 , называемый *углом выхода*, обычно принимают равным углу β_1 .

На рис. 21-3 изображена схема активной однодисковой турбины и график изменения скорости и давления пара. Пар поступает в сопло 4 с давлением p_0 и c_0 . Из сопла пар с параметрами p_1 и c_1 попадает в каналы рабочих лопаток 3, где давление пара остается постоянным ($p_1 = p_2$), а скорость падает от c_1 до c_2 , т. е. кинетическая энергия пара преобразуется в механическую работу вращения диска 2 и связанного с ним вала 1 турбины.

Реактивная турбина. На рис. 21-4 представлена схема реактивной ступени турбины. Сопловой аппарат турбины

представляет собой суживающиеся каналы 2, образованные каждой парой неподвижных лопаток 1. В сопловом аппарате происходит *частичное* расширение пара от начального давления p_0 до какого-то промежуточного давления p_1 ($p_0 > p_1$). При этом в суживающихся соплах только часть внутренней энергии преобразуется в кинетическую. Профиль лопаток рабочего колеса реактивной ступени отличается от профиля лопаток активной ступени. Лопатки 3 реактивной ступени менее изогнуты и образуют суживающиеся каналы 4. Вследствие этого пар, вступая в них с абсолютной скоростью c_1 и относительной w_1 , продолжает расширяться. При этом его давление падает от p_1 до p_2 , и вследствие этого возрастает относительная скорость пара от значений w_1 до w_2 (см. диаграмму на рис. 21-4, сверху).

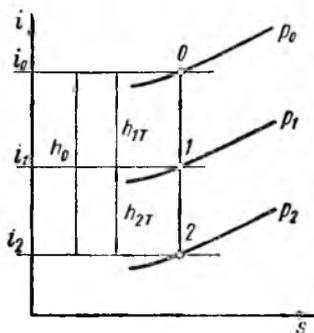


Рис. 21-5. is -диаграмма реактивной турбины

Усилия, вращающие диск и вал турбины, обусловлены реактивным действием движущегося канала рабочих лопаток, в котором происходит дальнейшее расширение пара от давления p_1 до p_2 . Падение давления сопровождается ускорением пара по отношению к рабочим лопаткам. При этом возникает сила отталкивания — реактивная сила. Реактивная сила направлена против скорости вытекающей струи.

Рассмотрим процесс в реактивной турбине на is -диаграмме (рис. 21-5). Пусть пар расширяется по адиабате 0-2 от давления p_0 до давления p_2 , используя при этом весь теплоперепад $h_0 = i_0 - i_2$. Часть теплоперепада, затраченную на расширение пара в соплах от давления p_0 до p_1 , обозначим через h_{1T} , а вторую часть, затраченную на расширение пара на рабочих лопатках от давления p_1 до p_2 — через h_{2T} . Очевидно, что $h_{1T} + h_{2T} = h_0$.

Следует заметить, что на рабочей лопатке реактивной турбины, кроме реактивной работы, имеет место также и активная работа, вызванная поворотом струи пара.

Характеристикой реактивной ступени является степень реакции, которая определяется как отношение теплоперепада, срабатываемого на лопатках рабочего колеса, к теплоперепаду всей ступени (см. рис. 21-5)

$$\rho = \frac{h_{2T}}{h_{1T} + h_{2T}} = \frac{h_{2T}}{h_0}. \quad (21-1)$$

На практике активными считают турбины с небольшой ($\rho = 0,1 \div 0,15$) степенью реакции.

Так как пар расширяется на рабочих лопатках, то возникает разность между давлениями пара до рабочей лопатки и после нее. При этом соответственно возникает разность давлений также с обе-

их сторон диска турбины. Вследствие этого при работе таких турбин всегда существует значительное добавочное усилие на всю боковую поверхность турбинного диска. Это усилие стремится сдвинуть диски турбины вместе с валом вдоль его оси в направлении входа пара на лопатки. Такие турбины часто называют *турбинами избыточного давления*.

Работа и относительный к. п. д. одной ступени турбины. При выходе из сопла пар с абсолютной скоростью c_1 поступает в каналы рабочих лопаток. Поскольку рабочая лопатка изогнута, то струя пара, поступая на нее, изменяет свое направление. При этом создается окружное усилие, вращающее диск турбины.

Рассмотрим величину окружного усилия на рабочих лопатках турбины. Обозначим массовый секундный расход пара в одной ступени через m кг/сек. Тогда количество движения, которым обладает пар, входящий в каналы рабочих лопаток за 1 сек, будет равно mc_1 , а которым обладает пар, выходящий из лопаток, — mc_2 .

Так как импульс силы P за 1 сек равен средней величине самой силы, то для рассматриваемого случая закон изменения количества движения можно выразить в виде векторного уравнения

$$P = m(c_1 - c_2). \quad (21-2)$$

Определим окружное усилие P , созданное 1 кг пара, поступившим за 1 сек на рабочие лопатки. Для этого из треугольников скоростей (см. рис. 21-2) найдем сумму проекций скоростей c_1 и c_2 на направление движения лопаток (совпадающее с направлением окружной скорости u). Тогда

$$P = c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2 \text{ н.} \quad (21-3)$$

Работа, произведенная 1 кг пара за 1 сек на рабочей лопатке, вращающейся с окружной скоростью u , определится равенством

$$l = Pu \text{ дж.} \quad (21-4)$$

Подставив в полученную формулу значение P из формулы (21-3), найдем значение секундной работы

$$l = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2). \quad (21-5)$$

Секундная работа пара может быть также выражена через относительные скорости струи пара. Для этого следует воспользоваться соотношениями, вытекающими из треугольников скоростей (см. рис. 21-2),

$$c_1 \cos \alpha_1 = w_1 \cos \beta_1 + u, \quad (21-6)$$

$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 - u. \quad (21-7)$$

Подставив в равенство (21-5) полученные значения из равенств (21-6) и (21-7), будем иметь

$$l = u (\omega_1 \cos \beta_1 + \omega_2 \cos \beta_2). \quad (21-8)$$

Эта же секундная работа пара на лопатках ступени может быть также представлена в виде разности кинетических энергий

$$l = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2} \text{ дж/кг}, \quad (21-9)$$

где $\frac{c_1^2}{2}$ — кинетическая энергия, которой обладает единица массы пара при входе на рабочие лопатки;

$\frac{c_2^2}{2}$ — неиспользованная в данной ступени кинетическая энергия отработавшего пара при выходе с рабочей лопатки, называемая *выходной потерей*.

В действительной турбине не все тепло, поступившее на рабочие лопатки, преобразуется в работу. Часть его неизбежно теряется на трение пара о стенки сопел и лопаток, завихрения и потери с выходной скоростью c_2 . Степень совершенства рабочего процесса в действительной турбине характеризуется относительным к. п. д., который определяется отношением секундной работы l , произведенной 1 кг пара, к располагаемому теплоперепаду h_0

$$\eta_0 = \frac{l}{h_0}. \quad (21-10)$$

Очевидно, чем больше относительный к. п. д. η_0 , тем совершеннее работа турбины.

Значение относительного к. п. д. η_0 для активной ступени определяется формулой Банки, которая приведена без вывода*

$$\eta_0 = 2\varphi^2 (1 + \psi) \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \frac{u}{c_1}. \quad (21-11)$$

Поскольку коэффициенты скорости φ и ψ , а также угол входа α_1 для данной турбины имеют постоянное значение**, то из формулы (21-11) следует, что относительный к. п. д. является функцией только отношения окружной скорости u к абсолютной c_1 , т. е.

$$\eta_0 = f \left(\frac{u}{c_1} \right).$$

* Вывод формулы см. в учебнике Н. В. Ивонцева «Курс тепловых двигателей». М., Оборонгиз, 1954, § 79.

** Здесь не рассматривается изменение коэффициента ψ и угла α_1 , при изменении режимов работы турбины.

В идеальном случае, когда $\varphi = \psi = 1$ в активной турбине при $\alpha_1 = 0$, и при условии, что весь располагаемый теплоперепад h_0 превращается в работу, т. е. $\eta_0 = 1$, отношение

$$\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2}.$$

В этом случае окружная скорость лопаток рабочего колеса равна половине абсолютной скорости c_1 входа пара в каналы рабочих лопаток, т. е. $u = 0,5 c_1$.

График зависимости к. п. д. от $\frac{u}{c_1}$ для этого случая представлен на рис. 21-6 пунктирной линией.

В действительности зависимость к. п. д. от угла α_1 имеет экстремальный характер и величина к. п. д. достигает максимума при значениях входного угла в пределах $12-15^\circ$. Сплошными линиями на рис. 21-6 показана зависимость η_0 от $\frac{u}{c_1}$ для трех значений

углов α_1 при $\varphi = 0,95$ и $\psi = 0,9$.

Из графиков следует, что в реальном случае величина к. п. д. имеет максимум при $\frac{u}{c_1} \approx 0,4 \div 0,5$. Это означает, что для получения высоких значений η_0 необходимо иметь большие окружные скорости u . Так, например, если $c_1 = 1200$ м/сек, то окружная скорость лопаток $u \approx 500$ м/сек, что соответствует весьма высокому числу оборотов вала в минуту.

Если принять, что диаметр по лопаткам равен 1 м, то число оборотов вала в минуту такой турбины при $u = 500$ м/сек составит

$$n = \frac{60u}{\pi D} = \frac{60 \cdot 500}{3,14 \cdot 1} = 9550 \text{ об/мин.}$$

Такое число оборотов нельзя использовать для непосредственного соединения вала турбины с валом генератора электрической энергии, число оборотов которого обычно не превышает 3000 об/мин. Поэтому возникла необходимость в понижении числа оборотов вала турбин, т. е. необходимость создания турбин, работающих при более низких окружных скоростях. Такие турбины были созданы на основе применения ступеней скорости и ступеней давления.

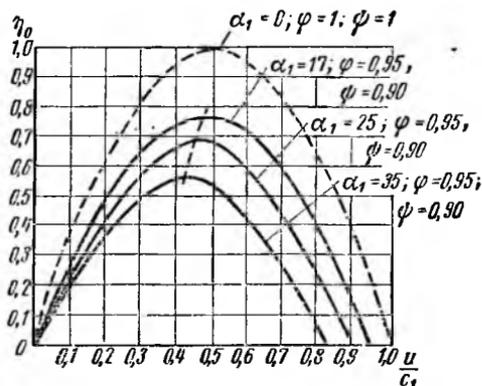


Рис. 21-6. Зависимость η_0 от отношения $\frac{u}{c_1}$ для разных углов α_1

§ 3. Турбины со ступенями скорости и давления

До тех пор пока котельные агрегаты производили пар невысоких параметров, весь тепловой перепад использовался в одноступенчатой турбине.

С усовершенствованием котельных агрегатов повысились параметры пара. Повышение давления и температуры пара привело к повышению его энтальпии и соответственно к увеличению абсолютной скорости c_1 , а следовательно, и к еще большему повышению окружной скорости u рабочих лопаток и дисков турбин.

Однако по условиям прочности материала окружная скорость u не должна превышать 300—400 м/сек, так как при больших скоростях возникающие центробежные силы вызывают чрезмерно большие и опасные напряжения в лопатках и дисках турбины.

Снизить окружную скорость удалось лишь с введением многоступенчатых турбин, в которых весь перепад тепла используется не сразу, а по частям, т. е. несколькими ступенями. Распределение всего теплоперепада на несколько ступеней турбины позволило получить умеренные скорости пара на лопатках турбины и добиться таким образом уменьшения отношения скоростей.

Турбины со ступенями скорости. В начальный период развития паровых турбин снизить число оборотов рабочего диска удалось, применив ступени скорости. В такой турбине преобразование кинетической энергии пара в механическую работу производится в двух или трех рядах рабочих лопаток, т. е. ступенями.

На рис. 21-7 приведена схема активной турбины с двумя ступенями скорости. Пар, проходя через один ряд сопел 7, расположенных перед несколькими рядами рабочих лопаток, закрепленных на диске 2, посаженном на вал 1, расширяется от начального давления до конечного. При этом абсолютная скорость возрастает от начальной c_0 (перед соплами) до конечной c_1 (за соплами).

Пар со скоростью c_1 поступает на первую ступень скорости, т. е. в каналы первого ряда рабочих лопаток 6, где только часть его кинетической энергии преобразуется в механическую работу. Затем со скоростью $c_2 < c_1$ пар поступает в каналы направляющих лопаток 5, неподвижно укрепленных в корпусе 3 турбины. Они предназначены *только для изменения направления струи пара*. Здесь пар теряет незначительную часть скорости вследствие трения о направляющие лопатки и поступает на вторую ступень скорости, т. е. на второй ряд рабочих лопаток 4. На второй ступени скорости еще некоторая часть кинетической энергии переходит в работу.

Турбина со ступенями скорости была предложена конструктором Чарльзом Кертисом и впервые построена в 1900 г. Поэтому диск со ступенями скорости часто называют турбиной, или колесом, Кертиса.

На практике не применяют турбины с числом ступеней скорости больше трех, поскольку с возрастанием числа ступеней увеличивается соответственно количество направляющих и рабочих лопаток, что в свою очередь увеличивает потери и значительно снижает к. п. д. турбины.

На рис. 21-8 показаны кривые изменения к. п. д. активной турбины с одной 1, двумя 2 и тремя 3 ступенями скорости. Из рассмотрения максимума каждой кривой наглядно видно, что в одноступенчатой турбине наиболее выгодное значение $\frac{u}{c_1} \approx 0,5$. С увеличением

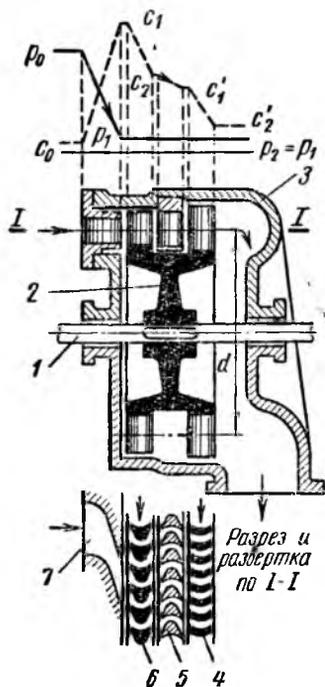


Рис. 21-7. Схема активной турбины с двумя ступенями скорости

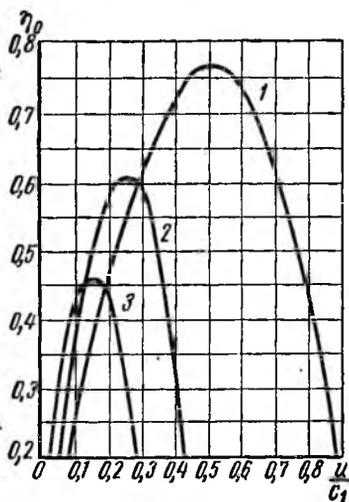


Рис. 21-8. Зависимость η_0 от отношения $\frac{u}{c_1}$ для активных турбин со ступенями скорости при $\alpha_1 = 17^\circ$

ступеней скорости максимум смещается влево по оси абсцисс и наиболее выгодное значение $\frac{u}{c_1}$ снижается. Так, для двухступенчатой турбины $\frac{u}{c_1} \approx 0,25$, т. е. вдвое меньше, чем для одноступенчатой.

Для трехступенчатой турбины $\frac{u}{c_1} \approx 0,16$, т. е. вдвое меньше, чем для одноступенчатой.

Это показывает, что турбины с несколькими ступенями скорости имеют низкий к. п. д. Поэтому они не нашли широкого применения в промышленности. Их применяют лишь в качестве первой ступени комбинированных турбин, а также для привода различных вспомогательных насосов и воздуходувок.

Турбины со ступенями давления. В этих турбинах один ряд сопл и один ряд рабочих лопаток, в которых пар расширяется один раз от давления p_0 до конечного давления p_2 , составляют одну ступень давления. Если по ходу пара расположить последовательно несколько таких ступеней давления, то пар будет расширяться от p_0 до p_2 не сразу, а ступенями. Таким образом, тур-

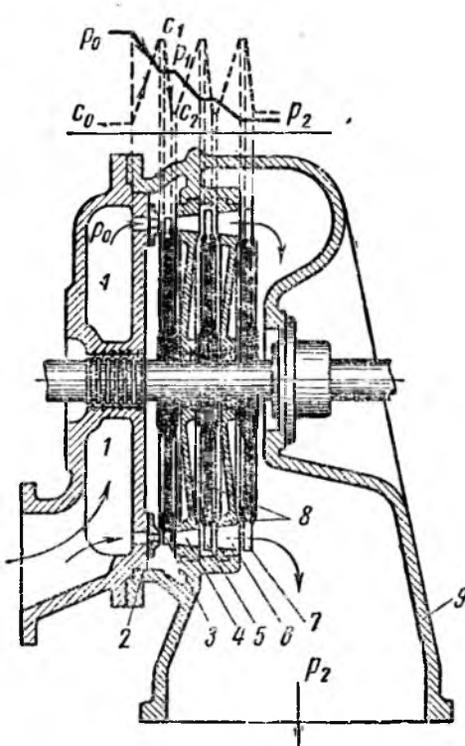


Рис. 21-9. Схема активной турбины с тремя ступенями давления

ботавший пар с давлением p_2 отводится в конденсатор через патрубков 9. В активной турбине на рабочих лопатках давление остается постоянным. Абсолютная скорость пара в соплах возрастает с понижением давления, а на рабочих лопатках падает, преобразуясь в механическую работу (см. график вверху на рис. 21-9).

По мере расширения пара его объем увеличивается, поэтому высоту сопл и рабочих лопаток также увеличивают в направлении от первой ступени к последней.

Турбины со ступенями давления имеют достаточно высокий к. п. д. Их широко применяют в качестве основного двигателя паро-

бину со ступенями давления можно рассматривать как несколько последовательно расположенных по ходу пара одноступенчатых турбин, диски которых находятся на общем валу.

На рис. 21-9 представлена схема активной турбины с тремя ступенями давления. Корпус турбины разделен перегородками — диафрагмами 8 на три камеры. В каждую диафрагму встроены сопла, через которые пар переходит из одной камеры в другую с понижением давления.

Пар из кольцевой камеры 1 поступает в сопло 2 первой ступени. Затем последовательно переходит на решетку рабочих лопаток 3, в сопловую решетку 4, на решетку рабочих лопаток 5, далее в сопловую решетку 6 и на решетку рабочих лопаток 7. Отработавший пар с давлением p_2 отводится в конденсатор через

силовых установок. Ступени давления применяют как в активных, так и в реактивных турбинах.

Комбинированные турбины. Комбинированные турбины бывают активными и активно-реактивными. В них используются положительные стороны ступеней давления и скорости. Применяют их в такой комбинации, которая повышает экономичность и надежность турбины, а также снижает ее стоимость.

Так, например, в некоторых комбинированных турбинах вначале ставят колесо Кертиса, а дальше располагают ступени давления. Число ступеней давления при такой комбинации уменьшается, следовательно, турбина становится компактней, более дешевой и надежной. Некоторые же комбинированные турбины выполняют только из активных и реактивных ступеней давления, без диска Кертиса. В таких турбинах в области высоких давлений ставят активные ступени, а в области низких давлений — реактивные.

§ 4. Мощность и к. п. д. паровой турбины

Потери в турбине. В паровой турбине, кроме рассмотренных потерь с выходной скоростью отработавшего пара, есть потери, которые уменьшают полезную работу. Эти потери делят на внутренние и на внешние.

Внутренние потери возникают в проточной части турбины и снижают используемый теплоперепад. К ним относят:

1) потери кинетической энергии в соплах и на рабочих лопатках турбины, вызванные трением о стенки, завихрение струи пара и удар. Однако в активных турбинах эта энергия превращается в тепло и в конце процесса несколько повышает энтальпию пара;

2) потерю на утечку пара через внутренние зазоры между рабочими лопатками и корпусом турбины, между диафрагмой и валом — в активных турбинах со ступенями давления и через радиальные зазоры — в реактивных турбинах;

3) потери вследствие влажности пара, возникающие в последних ступенях конденсационных турбин. Частицы влаги имеют большую плотность, чем частицы сухого пара. Их относительная скорость направлена не по касательной к входной кромке лопаток, а ниже. Ударяясь о стенки лопаток, частицы жидкости тормозят вращение ротора и снижают работу, полученную лопатками.

К внешним потерям относят:

1) потери от утечки пара через концевые зазоры между корпусом турбины и выходящими из него концами рабочего вала. Поскольку корпус неподвижен, а вал вращается, то между валом и корпусом предусмотрен некоторый зазор, через который вытекает незначительная часть пара. Эти потери, очевидно, не влияют на энтальпию пара, а лишь несколько увеличивают его общий расход;

2) механические потери, которые состоят из затрат энергии на преодоление трения в опорных и упорных подшипниках турбины,

в опорных подшипниках генератора (или другой машины, соединенной с валом турбины), на привод системы регулирования и т. п.

Мощность турбины. В паровых турбинах различают внутреннюю (индикаторную) мощность N_i , развиваемую лопатками турбины, и эффективную N_e , снимаемую с вала турбины.

Если внутреннюю мощность сравнить с мощностью N_0 , развиваемой идеальной турбиной, работающей без потерь, то всегда $N_i < N_0$ на величину внутренних потерь.

В то же время эффективная мощность всегда меньше внутренней на величину мощности N_m , затраченной на механические потери

$$N_e = N_i - N_m.$$

Коэффициенты полезного действия турбины. Внутренний относительный к. п. д. учитывает внутренние потери турбины и определяется отношением

$$\eta_{0i} = \frac{N_i}{N_0}. \quad (21-12)$$

Относительный эффективный к. п. д. η_{0e} учитывает механические потери и определяется отношением

$$\eta_{0e} = \frac{N_e}{N_0}. \quad (21-13)$$

Оба эти коэффициента называют относительными, потому что их величина определяется по отношению к идеальному двигателю.

Учитывая, что идеальный двигатель по второму закону термодинамики имеет термический к. п. д. $\eta_t < 1$, то абсолютный к. п. д. реальной машины будет меньше относительного,

$$\eta_{абс} = \eta_t \eta_{отн}.$$

Отбрасывая индекс «абсолютный», получим значения к. п. д. для реальных двигателей

$$\eta_i = \eta_{0i} \eta_t; \quad \eta_e = \eta_{0e} \eta_t. \quad (21-14)$$

К. п. д. определяют степень совершенства двигателя, дают возможность сравнивать различные двигатели между собой и совершенствовать их.

Расход пара в турбине. Экономичность паровой турбины характеризуется, с одной стороны, ее к. п. д., а с другой — расходом пара на единицу электроэнергии (удельным расходом пара). Для определения удельного расхода пользуются электрической мощностью N_e , снимаемой с зажимов генератора.

Удельный расход пара, стнесенный к единице вырабатываемой электрической мощности (см. гл. IX), равен

$$d_p = \frac{3600}{i_0 - i_2} \text{ кг/квт} \cdot \text{ч},$$

или

$$d_n = \frac{D}{N_n} = \frac{D}{N_{0700}} \text{ кг/кдж}, \quad (21-15)$$

где D — секундный расход пара в кг/сек .

§ 5. Понятие о регулировании мощности турбины

Если вал турбины соединен с валом генератора, то механическая работа вращения вала турбины превращается в генераторе в электрическую энергию. Последняя от генератора передается в сеть потребителю. Если же вал турбины соединен с валом какой-либо рабочей машины (насоса, гребного винта, воздухоудвнного устройства и т. д.), то эта машина непосредственно потребляет механическую работу, производимую турбиной.

Изменение нагрузки на зажимах генератора или изменение нагрузки машины, соединенной с валом турбины, вызывает соответствующее изменение числа оборотов вала турбины. Если нагрузка падает, то число оборотов турбины возрастает, и наоборот — при увеличении нагрузки число оборотов вала уменьшается.

Совершенно очевидно, что при нормальных условиях турбина должна работать устойчиво при любом изменении нагрузки. Для этой цели паровая турбина, как любой тепловой двигатель, оборудуется системой регулирования, которая изменяет давление пара или его расход соответственно изменению нагрузки на валу.

Система регулирования состоит из *регулятора*, измеряющего нарушение равновесия между нагрузкой и мощностью и дающего команду на восстановление равновесия; *парораспределительного устройства* и *исполнительного механизма*, связывающего регулятор с парораспределительным устройством.

При *качественном регулировании* парораспределительным устройством служит дроссельный клапан, через который проходит пар, поступающий в сопла турбины. Открытие клапана регулируется в зависимости от нагрузки. При малой нагрузке клапан прикрывается, давление пара перед соплом понижается, а также понижается и располагаемый теплоперепад. При полной нагрузке дроссельный клапан остается полностью открытым и пар не подвергается мятию.

При *количественном регулировании* изменяется количество пара, подаваемого в турбину, т. е. изменяется расход пара в зависимости от изменения нагрузки на валу. Для осуществления количественного регулирования сопла первой ступени разбивают на несколько групп и в зависимости от нагрузки на валу регулируют количественную подачу пара в турбину путем включения или выключения отдельных групп сопел.

§ 6. Классификация паровых турбин

По назначению турбины делят на: чисто конденсационные; с противодавлением; конденсационные с промежуточным отбором пара.

Чисто конденсационные турбины были рассмотрены в гл. X и XI. В таких турбинах пар расширяется до очень низких давлений (0,03—0,04 ат). Однако несмотря на это, общий к. п. д. паросиловой установки весьма мал. Даже при высоких параметрах пара он едва достигает 35—38%. Это объясняется большой потерей тепла, уходящего с отработавшим паром в конденсатор.

Турбины с противодавлением, не имеющие конденсатора, также были рассмотрены в гл. XI. Они часто работают параллельно с конденсационными турбинами, которые обеспечивают недостающую часть электрической энергии в часы пиковых нагрузок.

Конденсационные турбины с промежуточным отбором пара позволяют поддерживать в заданных пределах постоянство суммы тепловой и электрической нагрузок. Это значит, что в зависимости от потребления тепла можно отбирать пар в нужном количестве. Если нужно выдать больше тепла (например, зимой), то отбирается больше пара и соответственно уменьшается выработка электрической энергии. Когда же уменьшается потребность в тепле (летом, ночью и т. д.), то отбирается меньше пара и соответственно вырабатывается больше электрической энергии. Отбираемая часть пара для выработки тепла имеет давление выше атмосферного.

Одна часть пара используется в производстве для технологических целей, а другая направляется в водоподогреватель (бойлер) для подогрева воды, предназначенной как для производственных целей, так и для отопления. Конденсат из водоподогревателя возвращается обратно в паровой котел. Конденсационные турбины с промежуточным отбором пара могут работать и как чисто конденсационные.

§ 7. Конденсационные устройства

Основным аппаратом конденсационного устройства является *конденсатор*, в котором пар конденсируется охлаждающей водой. К вспомогательному оборудованию относятся циркуляционные насосы, прокачивающие охлаждающую воду; конденсатные насосы, забирающие из сборника конденсат и подающие его в систему регенерации турбины, а также эжекторы*, отсасывающие воздух из конденсатора.

* Эжектор — пароструйный насос. Принцип работы пароструйного насоса основан на том, что струя пара, вытекающая в атмосферу, предварительно проходит специальную камеру, увлекает за собой воздух, находящийся в ней, создавая в камере разрежение. Конденсатор соединен с камерой трубопроводом, по которому из конденсатора откачивается воздух.

Существует два типа конденсаторов: смешивающие и поверхностные.

В смешивающих конденсаторах отработавший пар соприкасается с охлаждающей водой, из которой выделяется содержащийся в ней воздух. Это не позволяет создать глубокого разрежения в конденсаторе. Кроме того, конденсат не может быть использован в качестве питательной воды, поскольку он загрязнен солями охлаждающей воды.

В паротурбинных установках применяют конденсаторы поверхностного типа.

На рис. 21-10 приведена схема поверхностного конденсатора. Охлаждающая вода через патрубок 6 подводится в камеру 1, заполняет нижние трубки конденсатора и выходит из них во вторую камеру 1', откуда по верхним трубкам направляется к выходу через патрубок 2.

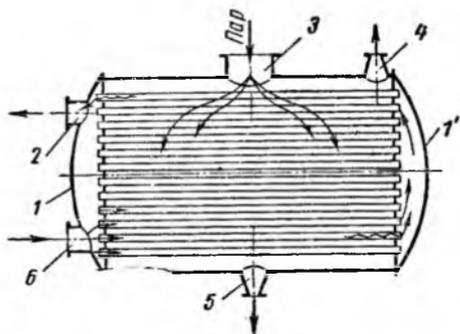


Рис. 21-10. Схема поверхностного конденсатора

Отработавший пар входит в конденсатор через горловину 3. Соприкасаясь с холодной поверхностью трубок, пар конденсируется, а конденсат стекает в сборник через патрубок 5, откуда откачивается конденсатным насосом и подается в качестве питательной воды в паросиловую установку. Через патрубок 4 отсасываются воздух и несконденсировавшийся пар.

Глава XXII

ГАЗОТУРБИННЫЕ УСТАНОВКИ

Газотурбинная установка представляет собой двигатель, предназначенный либо для выработки электроэнергии, либо для привода механизмов.

В состав газотурбинной установки входят следующие основные элементы: камера сгорания топлива, компрессор, сжимающий воздух и направляющий его в камеру сгорания, газовая турбина и электрогенератор или агрегат, потребляющий выработанную энергию.

Принцип работы газовой турбины аналогичен паровой. Однако рабочим телом здесь являются продукты сгорания топлива.

§ 1. Рабочий процесс газотурбинной установки

На рис. 22-1 приведена принципиальная схема газотурбинной установки, работающей с подводом тепла при постоянном давлении. Воздушный компрессор K всасывает атмосферный воздух, сжимает его и нагнетает в камеру сгорания KC . Туда же насосом H подается жидкое или газообразное топливо. При сгорании высококалорийного топлива в камере сгорания температура доходит до 2000°C .

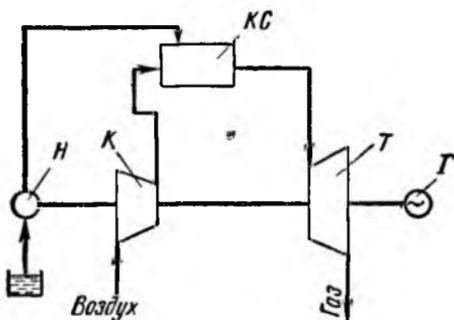


Рис. 22-1. Схема газотурбинной установки

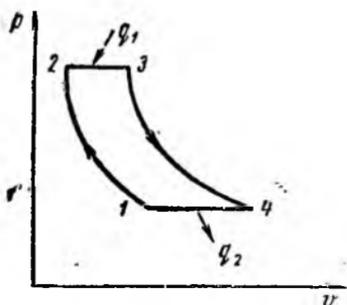


Рис. 22-2. Цикл газовой турбины с подводом тепла при $p = \text{const}$

Современные жаропрочные стали и сплавы, из которых изготовляют газовую турбину, допускают температуры $700\text{--}900^{\circ}\text{C}$.

Для того чтобы понизить температуру продуктов сгорания с 2000 до $700\text{--}900^{\circ}\text{C}$, их разбавляют большим количеством относительно холодного воздуха. Обычно коэффициент избытка воздуха для авиационных установок составляет $\alpha = 4\text{--}5$, а для стационарных $\alpha = 6\text{--}10$.

Если сжигать топливо при таком большом коэффициенте избытка воздуха, то горение будет протекать очень медленно и с большим механическим и химическим недожогом. Поэтому для обеспечения полного и правильного сжигания топлива весь воздух, подаваемый в камеру сгорания, делят на *первичный* и *вторичный*.

К ядру факела подводят первичный воздух с небольшим коэффициентом избытка. В этом же направлении подается газовое или мелкораспыленное жидкое топливо, где оно сгорает с выделением большого количества тепла.

Вторичный воздух направляется в камеру сгорания таким образом, чтобы, охлаждая стенки камеры, он не соприкасался с факелом. Получая тепло от стенок камеры сгорания, вторичный воздух нагревается и в конце камеры смешивается с продуктами горения.

Полученная смесь газа с воздухом, имеющая температуру 700—900° С, направляется в турбину T . В сопловом аппарате потенциальная энергия рабочего газа преобразуется в кинетическую. Газ с большой скоростью вступает в каналы рабочих лопаток турбины, где его кинетическая энергия преобразуется в механическую работу, которая передается на вал генератора G .

На рис. 22-2 изображен цикл газотурбинной установки на p -диаграмме с подводом тепла при $p = \text{const}$. Он состоит из двух адиабат и двух изобар.

По линии 1-2 происходит адиабатное сжатие рабочего тела (воздуха) в компрессоре; по линии 2-3 осуществляется изобарный подвод тепла q_1 , к рабочему телу (сгорание топлива); линия 3-4— адиабатное расширение рабочего тела (продуктов сгорания); линия 4-1 — изобарный отвод тепла q_2 от рабочего тела (выхлоп отработавших газов).

В газовой турбине в отличие от поршневого двигателя внутреннего сгорания расширение рабочего тела не ограничено объемом цилиндра. Поэтому в цикле газовой турбины отвод тепла происходит не по изохоре, а по изобаре. При этом в идеальном цикле газовой турбины осуществляется полное расширение рабочего тела.

Термический к. п. д. η_t цикла газовой турбины может быть выражен через степень сжатия воздуха в компрессоре

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

где $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ — степень сжатия;

k — показатель адиабаты.

Можно также η_t выразить через степень повышения давления воздуха в компрессоре $\pi = \frac{p_2}{p_1}$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Как видно из приведенных выражений для η_t , его величина зависит от степени сжатия в компрессоре, а также от показателя адиабаты.

Экономичность газовой турбины можно повысить, пользуясь способами *регенерации тепла* отработавших газов. Для применения регенерации приходится несколько усложнять схему газотурбинной установки, включая в нее *регенератор*.

Регенератор — это теплообменный аппарат трубчатого типа. По трубкам регенератора протекает воздух, вышедший из компрессора и предназначенный для подачи в камеру сгорания, а между трубками проходят отработавшие в турбине газы. Поскольку отработав-

шие газы имеют температуру намного выше температуры воздуха, вышедшего из компрессора, то воздух, отбирая от них тепло, нагревается и поступает в камеру сгорания, а охлажденные газы отводятся в атмосферу.

§ 2. Преимущества и области применения газотурбинных установок

Газотурбинные установки по сравнению с паротурбинными обладают следующими преимуществами: 1) отсутствие громоздкого котельного хозяйства; 2) отсутствие конденсационной установки; 3) быстрый запуск двигателя; 4) простота обслуживания и меньшие расходы по ремонту; 5) небольшие габариты и вес при высоких мощностях; 6) высокий термический к. п. д. цикла.

Газотурбинные установки получили наибольшее применение в авиации, где они почти полностью вытеснили поршневые двигатели внутреннего сгорания. Кроме того, их применяют на железнодорожном и судовом транспорте, а также в промышленности в качестве двигателей для привода воздуходушных установок, центрифуг, центробежных компрессоров и т. д. Газотурбинные установки завоевывают место и в энергетике, особенно в тех районах, где имеется промысел естественного газа или жидкого топлива.

Глава XXIII

ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

§ 1. Основные понятия

Холодильные установки предназначены для искусственного охлаждения тел. Они находят широкое применение во многих областях народного хозяйства (в пищевой и химической промышленности, в строительной технике, на транспорте, в бытовых холодильниках и т. д.).

Холодильная установка является обращенной теплосиловой установкой. Для получения холода в установке затрачивается работа, при этом тепло передается от холодного источника к горячему. Такой перенос тепла осуществляется с помощью рабочего тела, которое в холодильной установке совершает обратный круговой процесс. Идеальным циклом холодильных установок является обратный цикл Карно.

Получение низких температур осуществляется различными методами. В частности, используется *свойство жидкости охлаждаться при дроселировании* с высокой давления до низкого и поглощать тепло при испарении. Установки, работающие на этом принципе, называют *паровыми* компрессионными установками.

В качестве рабочего тела в таких холодильных установках применяют легкокипящие жидкости: аммиак, фреон, углекислоту, сернистый ангидрид и др. Их называют холодильными агентами или сокращенно хладагентами.

Хладагенты должны обладать способностью при испарении поглощать большое количество тепла, иметь малые удельные объемы паров; они не должны разлагаться и реагировать с металлом холодильной установки, а также должны быть безвредны при использовании их в пищевых холодильных машинах.

Наиболее распространенными холодильными агентами являются аммиак и фреоны*. Фреоны обладают очень важными эксплуатационными преимуществами перед аммиаком. Однако аммиак имеет большую теплоту парообразования, чем фреоны. Это значит, что один килограмм аммиака способен отобрать больше тепла q_2 , чем один килограмм фреона. Однако аммиак ядовит и его утечка опасна для окружающих. Поэтому в каждом отдельном случае выбирают соответствующий условию холодильный агент, учитывая его свойства.

В установках другого типа используется адиабатное расширение какого-либо газа, например воздуха, при этом температура газа понижается и он может служить источником для получения холода. Такие установки, в которых не происходит изменения агрегатного состояния рабочего тела, называют газowymi.

И в паровой и в газовой установках повышение давления рабочего тела осуществляется в компрессоре, поэтому они имеют общее название — компрессионные.

В некоторых холодильных установках роль компрессора выполняет особое химическое вещество абсорбент. Такие установки называют абсорбционными**.

Рассмотрим работу компрессионных и абсорбционных холодильных установок.

§ 2. Принцип работы компрессионной установки

На рис. 23-1 представлена схема холодильной компрессионной установки. В холодильной камере 5 с помощью хладагента поддерживается установленная температура. Для того чтобы хладагент мог отобрать тепло от холодильной камеры, т. е. охладить ее, необходимо, чтобы его температура была ниже температуры охлаждаемой камеры. Температуру хладагента снижают, пропуская его через дроссельный клапан 3.

* Фреоны — это химические соединения, получающиеся при замещении в метане атомов водорода атомами хлора или фтора.

** Абсорбция (латинское слово *absorptio*) — поглощение, всасывание вещества всем объемом поглощающего тела — абсорбента.

При дросселировании хладагент переходит в состояние влажного насыщенного пара и в таком состоянии поступает в трубки испарителя 4 холодильной камеры.

Находясь в термическом контакте с охлаждаемыми телами холодильной камеры, хладагент, отбирая от них тепло, испаряется и, охлаждая таким образом камеру, удаляется из нее в виде почти сухого пара.

Однако в камеру все время проникает тепло. Это происходит в то время, когда камера открывается для загрузки и выгрузки предметов, предназначенных для охлаждения. Тепло также поступает в камеру с загружаемыми в нее предметами, имеющими температуру выше температуры камеры. И, наконец, тепло попадает в камеру из-за несовершенной изоляции ее от внешней среды. Поэтому, для того чтобы в холодильной камере поддерживать температуру постоянной, нужно непрерывно отводить все поступающее в нее тепло.

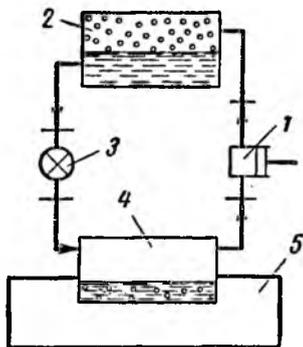


Рис. 23-1. Схема холодильной компрессионной установки

Для того чтобы использованный хладагент можно было бы опять направить в холодильную камеру для ее охлаждения, его нужно подготовить и привести в состояние влажного насыщенного пара. Для этого вышедший из испарителя хладагент направляют в компрессор 1, который сжимает его до состояния перегретого пара.

Перегретый в компрессоре пар направляется в конденсатор 2, где он охлаждается, затем конденсируется и в состоянии влажного насыщенного пара опять поступает в дроссельный клапан и цикл повторяется.

Рассмотрим рабочий цикл компрессионной холодильной установки на p - и Ts -диаграммах (рис. 23-2).

Примем, что в холодильной камере с заключенными в ней предметами установлена некоторая температура, имеющая значение ниже 0°C , которую нужно поддерживать постоянной.

Начнем рассмотрение цикла с подготовки рабочего тела (например, аммиака), предназначенного для охлаждения холодильной камеры. Примем, что жидкий аммиак в точке 1 (рис. 23-2, а и б) имеет параметры T_1 , p_1 и степень сухости $x = 0$. Температуру аммиака снижают с T_1 до T_2 , пропуская его через дроссельный клапан. При дросселировании аммиак переходит в состояние влажного насыщенного пара, со степенью сухости порядка $x \approx 0,1$. Давление его при этом понижается от p_1 до p_2 и соответственно падает температура от T_1 до T_2 .

Процесс дросселирования на p - и Ts -диаграммах изображается линией 1-2. При расширении рабочего тела в расширительной машине с отдачей работы процесс протекает по линии 1-2'.

После дроссельного клапана аммиак поступает в испаритель холодильной камеры, где он при $p_2 = \text{const}$ и $T_2 = \text{const}$ получает от нее тепло q_2 . Процесс отвода тепла из холодильной камеры протекает по линии 2-3 с увеличением энтропии s и объема v (аммиак, отбирая тепло от холодильной камеры, испаряется и расширяется). Процесс охлаждения камеры продолжается до тех пор, пока вся жидкость практически не превратится в пар (точка 3). В этом состоя-

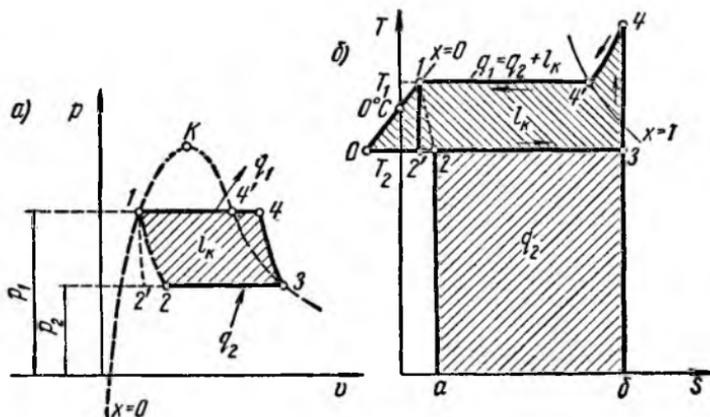


Рис. 23-2. Цикл холодильной установки:
а — на p - v -диаграмме; б — на Ts -диаграмме

нии степень сухости пара $x \approx 1$. Пар имеет ту же величину энтропии, что и сухой насыщенный пар при более высокой температуре T_1 .

Поскождая холодильную камеру, каждый килограмм аммиака уносит с собой тепло q_2 , численно равное пл. $2ab32$ (см. рис. 23-2, б). Из испарителя аммиак направляется в компрессор, где сжимается при $s = \text{const}$ (адиабатно) до состояния перегретого пара с давлением p_1 и температурой выше температуры T_1 (точка 4). На сжатие 1 кг пара затрачивается работа l_k , равная разности энтальпий пара после компрессора i_4 и до него i_3 , т. е. $l_k = i_4 - i_3$. На p - v -диаграмме эта работа измеряется пл. 12341 , а на Ts -диаграмме работа компрессора l_k соответствует пл. $14'4301$.

Перегретый в компрессоре пар с параметрами точки 4 направляется в конденсатор. Там он сперва охлаждается при $p = \text{const}$ (линия 4-4') до температуры насыщения T_1 (точка 4'), а затем конденсируется (линия 4'-1) при постоянных температуре и давлении. Выделяющееся при этом тепло $q_1 = q_2 + l_k$ отбирается средой, ох-

лаждающей трубки конденсатора. В качестве среды используют окружающий воздух или воду, имеющих температуру 15—20° С.

Из конденсатора аммиак снова направляется в дроссельный клапан и цикл повторяется.

§ 3. Принцип работы абсорбционной установки

Абсорбционная установка так же, как и компрессионная, имеет в своем составе конденсатор, дроссельный клапан и холодильную камеру с испарителем. Вместо компрессора в установку включены три агрегата (рис. 23-3), абсорбер 1, насос 2 и кипятыльник 3.

Цикл абсорбционной установки протекает по следующей схеме. Отработавший в испарителе сухой насыщенный пар направляется

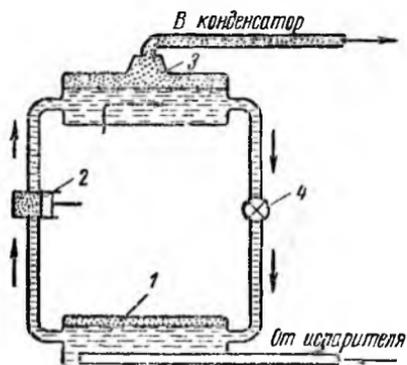


Рис. 23-3. Схема узла абсорбционной холодильной установки

из него в резервуар-абсорбер 1, заполненный веществом-абсорбентом, способным поглощать (растворять) пары аммиака. Самым дешевым и удобным абсорбентом является вода, образующая с аммиаком водоаммиачный раствор.

Процесс растворения аммиака в воде сопровождается выделением тепла. Повышение температуры раствора может вызвать обратное действие — испарение аммиака. Поэтому абсорбция пара водой должна протекать с отводом тепла из абсорбера.

Полученный в абсорбере концентрированный раствор аммиака подается насосом 2 в кипятыльник 3, где он подогревается теплом, подведенным извне. Поскольку температура кипения аммиака ниже температуры кипения воды, то он выпаривается первым. Пары аммиака направляются в конденсатор, а затем через дроссельный клапан в испаритель холодильной камеры. Оставшийся в кипятыльнике слабый водо-аммиачный раствор через клапан 4 возвращается в абсорбер.

Таким образом, в абсорбционной установке процесс сжатия пара в компрессоре заменен тремя процессами: 1) абсорбцией пара водой в абсорбере, 2) сжатием полученного раствора насосом и 3) нагревом раствора в кипятыльнике для получения пара аммиака.

Холодильный коэффициент. Холодильная машина является обращенной тепловой машиной, т. е. обращенным двигателем и работает по обратному циклу (не следует смешивать

с обратимым циклом). По второму закону термодинамики процесс передачи тепла от холодного к нагретому телу возможен только при затрате механической работы. Эта работа в компрессионной холодильной машине затрачивается в компрессоре при сжатии паров аммиака. В абсорбционной машине затрачивается тепло на испарение аммиака в кипятыльнике и незначительное количество механической энергии, потребляемой насосом во время подачи раствора из абсорбера в кипятыльник.

Сравнивая прямой и обратный циклы, сопоставим их коэффициенты, определяющие соотношение между теплом и работой. Как известно, прямой цикл оценивается величиной термического к. п. д.

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

Из формулы видно, что чем больше производится полезной работы $q_1 - q_2 = l$ и меньше отдается тепла холодному источнику, тем совершеннее прямой цикл.

Совершенство обратного цикла определяется холодильным коэффициентом.

В компрессионной холодильной установке *холодильный коэффициент* ϵ представляет собой отношение количества отведенного тепла q_2 от охлаждаемых тел к затраченной в компрессоре работе

$$\epsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2},$$

где $q_1 - q_2 = l_k$ — работа, потребляемая компрессором на сжатие аммиака.

Из приведенной формулы видно, что цикл компрессионной холодильной машины тем совершеннее, чем больше отводится тепла q_2 от охлаждаемых тел и чем меньше при этом затрачивается работы. Очевидно, что чем больше холодильный коэффициент ϵ , тем совершеннее цикл.

В абсорбционной холодильной установке *холодильный коэффициент* определяется отношением количества тепла q_2 , отведенного из холодильной камеры, к теплу q_1 , затраченному на испарение аммиака в кипятыльнике,

$$\epsilon = \frac{q_2}{q_1}.$$

Механическая энергия, затраченная насосом на подачу раствора в кипятыльник, столь мала, что ею обычно пренебрегают.

§ 1. Основные понятия

Компрессорами называют машины, предназначенные для сжатия и нагнетания газа. Их применяют в различных отраслях народного хозяйства, использующих сжатые газы. Компрессор является одним из основных элементов газотурбинных двигателей, холодильных установок и т. п.

По принципу действия компрессоры разделяют на объемные и лопаточные.

В *объемных* компрессорах повышение давления газа происходит в результате принудительного уменьшения его объема при движении поршня или других вращающихся деталей.

К объемным относят поршневые, ротационные и винтовые компрессоры.

В *лопаточных* компрессорах давление газа увеличивается от действия инерционных сил, возникающих при вращении колеса компрессора. Иначе их называют *турбокомпрессорами* и разделяют на центробежные и осевые.

Поршневые компрессоры используют для сжатия газа до больших давлений (5, 10, 50, 100, 200 ат и выше), при сравнительно невысоких производительностях.

Турбокомпрессоры, напротив, предназначены для подачи больших количеств газа при относительно невысоких давлениях (порядка 1,5—15 ат).

§ 2. Поршневые компрессоры

На рис. 24-1 изображена схема одноцилиндрового поршневого компрессора простого действия. Он состоит из цилиндра 1 и передвигающегося в нем поршня 2. Поршень соединен шатуном 3 с коленчатым валом 5 компрессора через кривошип 4 и совершает возвратно-поступательное движение.

При движении поршня слева направо в цилиндре компрессора создается разрежение. Под действием давления окружающей среды открывается всасывающий клапан 7 и цилиндр заполняется газом, подлежащим сжатию.

При движении поршня справа налево всасывающий клапан закрывается и поршень сжимает находящийся в цилиндре газ. Вблизи ПМТ, когда внутри цилиндра будет давление несколько выше давления в газосборнике, откроется нагнетательный клапан 6, соединяющий рабочее пространство цилиндра с газосборником. Сжатый газ из цилиндра выталкивается и нагнетается в газосборник, из которого поступает потребителю.

Такой компрессор называют компрессором простого действия, так как он сжимает газ одной стороной поршня. Рабочий процесс такого компрессора совершается за два хода поршня, что соответствует одному обороту вала.

На рис. 24-2 показана схема одноцилиндрового компрессора двойного действия. В таком компрессоре сжатие газа осуществляется двумя сторонами поршня при каждом его ходе. Поэтому производительность такого компрессора увеличивается почти в два раза по сравнению с компрессором простого действия при одинаковом диаметре и ходе поршня.

Идеальный компрессор. Проследим за работой идеального компрессора с помощью pV -диаграммы, представленной

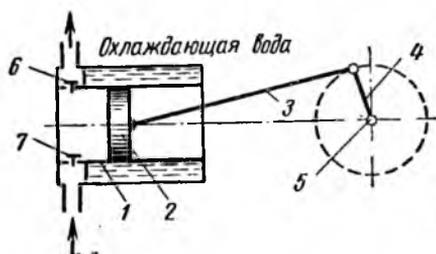


Рис. 24-1. Схема одноцилиндрового компрессора простого действия

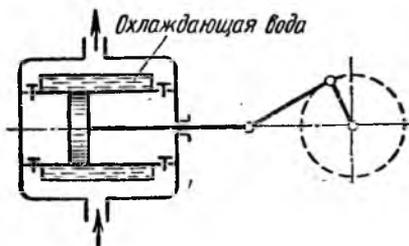


Рис. 24-2. Схема одноцилиндрового компрессора двойного действия

на рис. 24-3. Напомним, что для идеальной машины приняты следующие условия: отсутствие теплообмена, механических и гидравлических потерь; сжимаемый газ — идеальный; поршень идеального компрессора в крайнем левом положении подходит вплотную к крышке цилиндра, не образуя мертвого пространства. В реальном компрессоре между поршнем, занимающим крайнее положение, и крышкой цилиндра всегда остается некоторый объем, который называют *мертвым пространством*.

В идеальном компрессоре при движении поршня слева направо (линия 4-1) через всасывающий клапан в рабочую полость цилиндра поступает газ под начальным давлением p_1 . В крайнем правом положении поршня газ займет объем, равный V_1 . Затем поршень, продвигаясь справа налево, сжимает газ до давления p_2 и объема V_2 (линия 1-2). Продолжая продвигаться влево, поршень выталкивает сжатый газ (линия 2-3) через нагнетательный клапан в газосборник. Линия 3-4 соответствует мгновенному падению давления при начале движения поршня из левого положения в правое.

Полная работа L_k , которую потребляет компрессор при сжатии M кг газа, представляет собой алгебраическую сумму работ, затраченных на всасывание газа в цилиндр — $L_{вс}$, сжатие его в цилиндре — $L_{сж}$ и нагнетание газа в газосборник из цилиндра — $L_{наг}$

$$L_k = L_{наг} + L_{сж} - L_{вс}$$

Работа $L_{вс}$ вычитается из полной работы, потребляемой компрессором, потому что она совершается за счет всасывания воздуха при заполнении цилиндра газом.

На pV -диаграмме (см. рис. 24-3) полная работа компрессора изобразится пл. $12301'$; работа всасывания $L_{вс}$ — пл. $411'0 = p_1V_1$; работа сжатия $L_{сж}$ — пл. $122'1' = \int_{V_2}^{V_1} pdV$; работа нагнетания $L_{наг}$ — пл. $0322' = p_2V_2$.

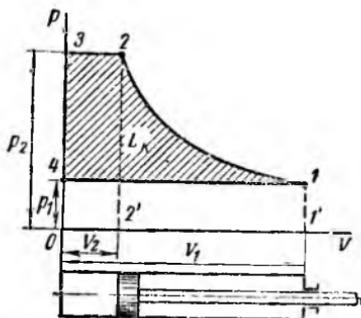


Рис. 24-3. pV -диаграмма для идеального компрессора

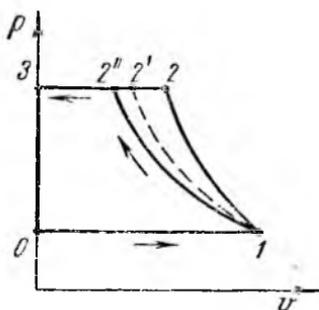


Рис. 24-4. Работа сжатия газа на pV -диаграмме

Таким образом, полную работу, потребляемую компрессором при сжатии M кг газа, можно представить в виде

$$L_{\kappa} = p_2V_2 + \int_{V_2}^{V_1} pdV - p_1V_1. \quad (24-1)$$

Если учесть теплообмен между сжимаемым газом и стенками цилиндра, приближая тем самым процесс сжатия в компрессоре к реальному, то характер процесса сжатия во многом определяется условиями теплообмена.

Как видно из диаграммы, представленной на рис. 24-4, при сжатии 1 кг газа без отвода тепла от стенок цилиндра компрессора процесс протекает адиабатно (кривая 1-2). При интенсивном отводе тепла от стенок цилиндра процесс протекает изотермически (кривая 1-2'').

Нетрудно заметить, что из двух рассматриваемых процессов наиболее экономичным является изотермический, так как при изотермическом сжатии работа, потребляемая компрессором, меньше, чем при адиабатном сжатии на величину, численно равную пл. $122'1$. Однако в реальном компрессоре осуществить изотермическое сжатие не удастся, так как охлаждающая цилиндр вода не может отвести все тепло, выделяющееся при сжатии воздуха.

Поэтому в реальных условиях процесс сжатия протекает по политропе (кривая $1-2'$), показатель n которой имеет промежуточное значение между показателем изотермы, равным единице, и показателем адиабаты $k = 1,4$ (для двухатомных газов), т. е. $1 < n < 1,4$. При этом работа, затраченная на сжатие газа по политропе $1-2$, определяемая пл. $12'301$, соответственно будет иметь промежуточное значение.

В зависимости от характера процесса, протекающего в цилиндре компрессора при сжатии 1 кг газа, полная удельная работа компрессора l_k будет иметь различное значение.

При изотермическом процессе $p_2 v_2 = p_1 v_1$. Используя формулы (6-4) и (24-1), получим значение $l_k^{из}$

$$l_k^{из} = l_{сж} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \text{ Дж/кг.} \quad (24-2)$$

При адиабатном процессе $p_2 v_2 \neq p_1 v_1$ из формул (6-7) и (6-14) работа сжатия будет

$$l_{сж} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Подставляя значение $l_{сж}$ в формулу (24-1) и сделав некоторые преобразования, получим

$$l_k^{ад} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \text{ Дж/кг.} \quad (24-3)$$

При политропном сжатии формула для удельной работы аналогична формуле для работы при адиабатном сжатии. Она может быть получена из уравнения (24-3) при замене показателя k на показатель n .

Реальный компрессор. Процессы в реальном компрессоре протекают с механическими и гидравлическими потерями за счет внутреннего теплообмена.

На индикаторной диаграмме реального компрессора (рис. 24-5) видно, что наличие *мертвого пространства* V_0 уменьшает полезный рабочий объем цилиндра V_h до действительного объема всасывания $V_d = V_h - V_{ост}$, где $V_{ост}$ — объем, до которого расширяется газ по линии $3'-4$, заполнявший объем V_0 мертвого пространства.

Рассмотрим индикаторную диаграмму реального компрессора (см. рис. 24-5). Если давление в газосборнике равно p_2 , то в цилиндре газ сжимают (линия $1-2'$) до давления $p_2 + \Delta p_2$. Под действием разности давлений Δp_2 открывается нагнетательный клапан, и при дальнейшем движении поршня справа налево газ выталкивается в газосборник (линия $2'-3'$). При движении поршня слева направо сжатый газ, занимающий объем мертвого пространства V_0 , расширяется (линия $3'-4$) до объема $V_{ост}$. Как только давление в цилиндре станет несколько ниже давления в газосборнике, нагнета-

тельный клапан закрывается, а газ продолжает расширяться до давления, несколько ниже атмосферного (точка 4'). Под действием разности давлений Δp_1 (атмосферного и давления в цилиндре) открывается всасывающий клапан и начинается процесс всасывания (линия 4'-1'). Работа, потребляемая реальным компрессором, численно равна пл. 1'2'3'4'1' (см. рис. 24-5).

Как уже было сказано (см. текст и рис. 24-4), для того чтобы снизить потребляемую работу компрессора, его цилиндр интенсивно охлаждается водой. Кроме того, охлаждение цилиндра необходимо также для понижения температуры сжимаемого газа, чтобы предупредить самовоспламенение распыленного и смешанного с воздухом смазочного масла.

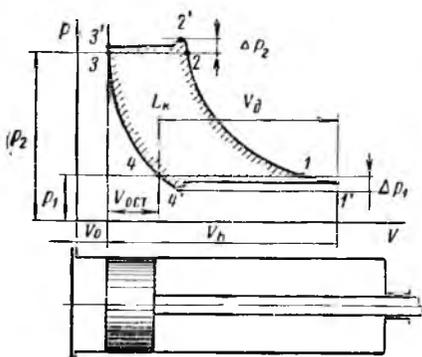


Рис. 24-5. Реальная индикаторная диаграмма компрессора

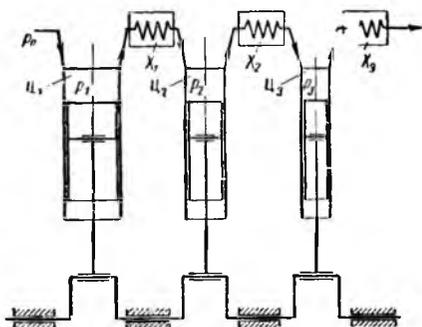


Рис. 24-6. Схема трехступенчатого компрессора

При высоких давлениях сжатия и соответственно высоких температурах мелкие распыленные частицы смазочного масла, смешиваясь с раскаленным сжатым воздухом, могут образовать взрывоопасную смесь, самовоспламенение которой приводит к взрыву и тяжелой аварии.

Это одна из причин, по которой в одноступенчатом компрессоре нельзя сжимать воздух до избыточных давлений выше 6—7 ат.

Температура самовоспламенения компрессорного масла примерно равна 240° С. При сжатии газа до избыточного давления 6—7 ат его температура в конце сжатия еще не достигает температуры самовоспламенения компрессорного масла.

Другим не менее важным фактором, ограничивающим повышение давления в одноступенчатом компрессоре, является уменьшение производительности с ростом давления нагнетания. Это объясняется возрастанием влияния величины мертвого пространства на процесс сжатия в компрессоре. Газ, занимающий объем мертвого пространства и сжатый до высокого конечного давления, при обратном ходе

поршня расширяется до давления всасывания и заполняет остаточный объем $V_{ост}$, занимающий тем большую долю рабочей полости цилиндра, чем выше конечное давление.

При определенной величине давления нагнетания газ из мертвого объема заполняет весь описанный объем, и производительность компрессора при этом будет равна нулю, так как $V_h = V_{ост}$.

Эти причины приводят к тому, что для сжатия воздуха до более высоких давлений применяют *многоступенчатые компрессоры*.

На рис. 24-6 представлена схема трехступенчатого компрессора, а на рис. 24-7 pV -диаграмма его процесса. В первой ступени (Ц₁, рис. 24-6) воздух сжимается до некоторого промежуточного давления p_2 по политропе 1-2 (рис. 24-7) и поступает в холодильник X₁ (рис. 24-6), где охлаждается при постоянном давлении (линия 2-2', рис. 24-7) до температуры t_1 , т. е. до первоначальной температуры, которую он имел до всасывания в цилиндр первой ступени. Затем охлажденный воздух подается во вторую ступень Ц₂, где сжимается по политропе 2'-3 до давления p_3 . При этом температура воздуха t_2 в конце его сжатия во второй ступени также не должна превышать значений, близких температуре самовоспламенения смазки. После сжатия воздух с температурой t_2 поступает в холодильник X₂, где снова охлаждается (линия 3-3') до температуры t_1 . В третьей ступени Ц₃ воздух сжимается по политропе 3'-4' до конечного давления. Затем поступает в холодильник X₃ и из него к потребителю.

Таким образом, в каждой последующей ступени многоступенчатого компрессора воздух в цилиндре перед его сжатием имеет первоначальную температуру t_1 , а после сжатия температуру t_2 , не превышающую температуру самовоспламенения компрессорного масла.

Многоступенчатое сжатие позволяет сжимать воздух до высоких давлений при заданном (допустимом) температурном режиме работы. При этом уменьшается отрицательное влияние мертвого пространства на работу компрессора и уменьшается работа, затрачиваемая на сжатие воздуха, на величину, соответствующую заштрихованной пл. 22'33'452, так как при одноступенчатом сжатии политропа 1-2 продолжалась бы до точки 5 по линии 1-2-5 (см. рис. 24-7).

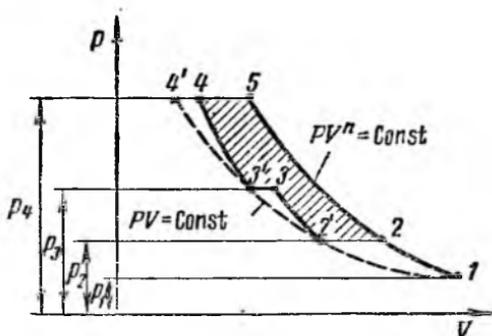


Рис. 24-7. Работа трехступенчатого компрессора на pV -диаграмме

Наименьшая затрата работы получалась бы при осуществлении изотермического сжатия по пунктирной линии 1-2'-3'-4'.

Увеличение числа ступеней сжатия значительно приближает процесс сжатия к изотермическому. Но наряду с этим конструкция компрессора усложняется, возрастают механические и гидравлические потери, снижается механический и общий к. п. д. компрессора.

Мощность и к. п. д. компрессора. Эффективность работы действительного компрессора наряду с к. п. д. оценивается коэффициентом подачи.

Коэффициентом подачи λ называют отношение действительно поданного объема газа, приведенного к условиям всасывания, к объему, описанному поршнем,

$$\lambda = \frac{V_d}{V_h}. \quad (24-4)$$

Коэффициент подачи учитывает влияние мертвого пространства λ_0 , гидравлических потерь λ_v , внутреннего теплообмена λ_T и потерь от неплотности $\lambda_{пл}$

$$\lambda = \lambda_0 \lambda_v \lambda_T \lambda_{пл}. \quad (24-4a)$$

Величина λ определяется в основном объемным коэффициентом λ_0 , который представляет собой отношение фактического объема всасывания V'_h к объему, описываемому поршнем V_h ,

$$\lambda_0 = \frac{V'_h}{V_h} = 1 - a \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right], \quad (24-5)$$

где p_2 — давление нагнетания;

p_1 — давление всасывания;

k — показатель адиабаты;

a — относительная величина мертвого пространства

$$a = \frac{V_0}{V_h} \cdot 100\%.$$

Гидравлические потери во всасывающем клапане приводят к тому, что действительная подача компрессора, отнесенная к условиям всасывания, становится еще меньше и давление за клапаном снижается. Дросселирование газа на всасывании требует дополнительной работы. Потери при дросселировании учитывают коэффициентом λ_v .

При всасывании газ, поступающий в цилиндр, смешивается с более горячим газом, расширившимся из мертвого пространства. Кроме того, новые порции газа нагреваются горячими стенками цилиндра. Повышение температуры газа в цилиндре также приводит к уменьшению производительности компрессора, что учитывается коэффициентом λ_T .

В действительном компрессоре возможны утечки газа через сальники, резьбовые и фланцевые соединения. Чем сложнее конструкция машины, тем больше влияют неплотности на подачу компрессора, и, следовательно, ниже значение коэффициента $\lambda_{пл}$.

Однако потери от дросселирования, теплообмена и неплотностей в совокупности снижают коэффициент подачи на 5—10%. Поэтому при предварительной оценке рабочего процесса действительного компрессора можно пользоваться объемным коэффициентом λ_o .

Степень совершенства работы компрессора оценивается сравнением работы, потребляемой идеальным компрессором, с индикаторной работой l_i , потребляемой реальным компрессором.

Работа идеального компрессора, т. е. теоретическая работа при изотермическом и адиабатном сжатии, определяется по формулам (24-2) и (24-3). Индикаторная работа l_i больше теоретической на величину потерь, которую и учитывает индикаторный к. п. д. η_i .

Изотермический к. п. д. $\eta_i^{из}$ оценивает работу компрессора с охлаждением и определяется отношением работы изотермического сжатия $l_{из}$ к работе сжатия l_i по индикаторной диаграмме, т. е.

$$\eta_i^{из} = \frac{l_{из}}{l_i}. \quad (24-6)$$

Адиабатный к. п. д. $\eta_i^{ад}$ оценивает работу компрессора без охлаждения и определяется отношением работы адиабатного сжатия $l_{ад}$ к работе сжатия l_i по индикаторной диаграмме

$$\eta_i^{ад} = \frac{l_{ад}}{l_i}. \quad (24-7)$$

Изотермический и адиабатный к. п. д. характеризуют степень приближения реального компрессора к идеальному и поэтому их относят к разряду *внутренних относительных к. п. д.*

Потери на трение в механизмах компрессора учитываются механическим к. п. д.

Механический к. п. д. η_m определяется отношением индикаторной работы l_i к работе l_e на валу компрессора

$$\eta_m = \frac{l_i}{l_e}. \quad (24-8)$$

Полный (эффективный) к. п. д. η_s учитывает как внутренние, так и механические потери, и определяется произведением индикаторного к. п. д. η_i на механический η_m .

Так, *полный изотермический к. п. д.* равен

$$\eta_s^{из} = \eta_i^{из} \eta_m. \quad (24-9)$$

Полный адиабатный к. п. д.

$$\eta_s^{ад} = \eta_i^{ад} \eta_m. \quad (24-10)$$

Средние значения к. п. д. поршневых компрессоров колеблются в следующих пределах*: $\eta_{\text{м}} = 0,85 \div 0,90$; $\eta_{\text{в}}^{\text{ис}} = 0,65 \div 0,75$; $\eta_{\text{в}}^{\text{ад}} = 0,75 \div 0,85$.

Индикаторную мощность, т. е. мощность, стесненную к одному цилиндру компрессора простого действия, определяют по формуле

$$N_i = p_i F \frac{Sn}{60 \cdot 1000} \text{ квт}, \quad (24-11)$$

где p_i — среднее индикаторное давление в цилиндре компрессора, н/м^2 ;

F — площадь поршня, м^2 ;

S — хсд поршня, м .

Индикаторную мощность компрессора двойного действия определяют по формуле

$$N_i = p_i F \frac{Sn}{60 \cdot 1000} + p_i' (F - f) \frac{Sn}{60 \cdot 1000} \text{ квт}, \quad (24-12)$$

где f — площадь поршневого штока, м^2 ;

p_i и p_i' — среднее индикаторное давление в одной и другой полостях цилиндра, н/м^2 , соответственно.

Эффективную мощность, затрачиваемую на валу компрессора, определяют по формуле

$$N_o = \frac{N_i}{\eta_{\text{м}}}. \quad (24-13)$$

§ 3. Ротационные компрессоры

Эти компрессоры, так же как и поршневые, работают по принципу уменьшения объема рабочей полости. По конструктивным признакам ротационные компрессоры подразделяются на: пластинчатые; с катящимся ротором; водокольцевые; двухроторные. На рис. 24-8 представлена схема пластинчатого ротационного компрессора. В корпусе 5 эксцентрично расположен ротор 1, в пазах которого находятся легко скользящие в радиальном направлении пластины 2, разделяющие серповидное пространство между ротором и корпусом на несколько камер. Всасывающий патрубок 7 расположен в том месте, где пластины под действием центробежной силы начинают выдвигаться из пазов ротора так, что между двумя пластинами освобождается объем для поступления газа. Объем постепенно увеличивается по мере поворота ротора до верхнего положения лопатки.

* С т а р к С. Б. Основы гидравлики, насосы и воздухоудные машины. Металлургиздат, 1961, стр. 322.

При дальнейшем повороте ротора пластины начинают вдвигаться в пазы и объем $З$ между пластинами уменьшается. Давление газа, заполняющего объем $З$, соответственно повышается. В конце поворота ротора объем $З$ соединяется с полостью нагнетательного патрубка $б$, откуда сжатый газ по трубопроводу поступает в газосборник и к потребителю.

При следующем повороте ротора процесс повторяется.

Во время работы компрессора стенки его корпуса разогреваются. Во избежание перегрева корпуса его стенки охлаждаются водой 4 .

Ротационные компрессоры имеют следующие преимущества по сравнению с поршневыми компрессорами:

1) меньшие габариты и вес. Ротационный компрессор занимает площадь в 5—6 раз меньшую, чем поршневой той же производительности;

2) более уравновешенную работу, так как отсутствует кривошипно-шатунный механизм, при работе которого возникают значительные инерционные силы;

3) большее число оборотов, допускающее непосредственный привод от высокоскоростных электродвигателей;

4) простоту конструкции, меньшее число деталей и меньшую стоимость.

Однако ротационные компрессоры, по сравнению с поршневыми, имеют и существенные недостатки:

1) меньший к. п. д.;

2) более сложную технологию изготовления в связи с повышенной точностью деталей;

3) невысокие конечные давления;

4) меньшие сроки межремонтной эксплуатации.

§ 4. Турбокомпрессоры

Конструкция турбокомпрессоров аналогична конструкции турбин. Процесс сжатия газа происходит последовательно в межлопаточных каналах колеса компрессора и далее в неподвижных каналах (диффузорах). Кинетическая энергия, полученная газом на лопатках рабочего колеса, вследствие торможения в неподвижных каналах преобразуется в потенциальную энергию сжатого газа.

Подобно осевой турбине в осевом турбокомпрессоре направление движения газа совпадает с осью машины.

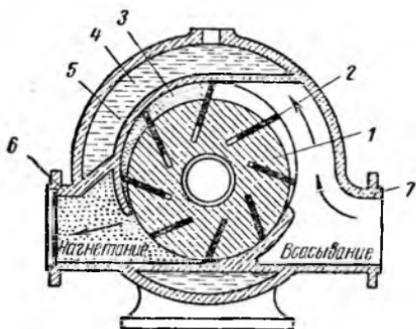


Рис. 24-8. Схема ротационного компрессора

В центробежном компрессоре газ в рабочем колесе движется перпендикулярно оси машины от центра к периферии и испытывает при этом воздействие центробежных сил. В результате этого степень повышения давления, развиваемая ступенью центробежного компрессора, выше, чем осевого.

При увеличении скорости вращения колеса турбокомпрессора растет его степень сжатия.

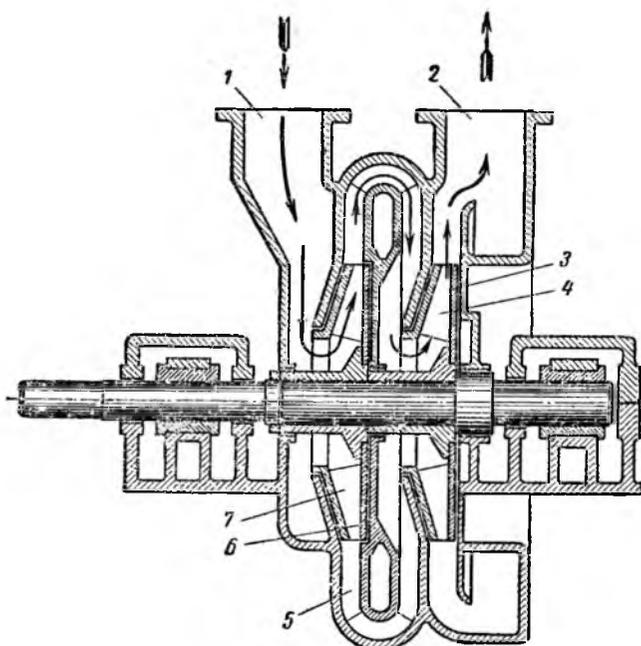


Рис. 24-9. Продольный разрез двухступенчатой турбогазодувки

Однако величина окружной скорости рабочего колеса ограничена прочностью материала колеса компрессора и соответственно ограничено повышение степени сжатия, создаваемой одной ступенью. Поэтому для создания более высоких давлений газа применяют многоступенчатое сжатие.

В многоступенчатых компрессорах число ступеней и соответственно число рабочих колес определяется заданным давлением газа. Чем выше давление, до которого должен быть сжат газ, тем соответственно больше число ступеней и рабочих колес на валу компрессора.

Так как турбокомпрессоры сжимают газ до сравнительно высоких давлений, то во время работы турбокомпрессора температура

сжимаемого газа повышается и выделяется большое количество тепла. Для предупреждения чрезмерного нагрева газа и перегрева корпуса и рабочих колес турбокомпрессора применяют водяное охлаждение стенок корпуса и промежуточные холодильники между ступенями. В промежуточных холодильниках сжатый газ дополнительно охлаждается при переходе из одной ступени турбокомпрессора в другую.

По величине создаваемого давления турбомашинны разделяют на две группы:

1) компрессоры — машины, предназначенные для степени сжатия выше 1,1, независимо от наличия или отсутствия промежуточного охлаждения;

2) машины, создающие степени сжатия ниже 1,1.

Эти машины выделяют в специальную группу «Вентиляторы», так как для этих давлений газ может быть принят несжимаемым.

Иногда в литературе турбокомпрессоры без охлаждения, создающие степень сжатия от 1,15 до 3, называют *турбогазодуками*.

На рис. 24-9 представлена схема двухступенчатой турбогазодувки. Под действием разрежения, создаваемого при вращении лопаток 7 колеса 6, газ всасывается через патрубок 1 в первую ступень компрессора. В прямых и поворотных каналах неподвижного диффузора 5, расположенного между колесами первой и второй ступени, происходит торможение и дальнейшее сжатие газа. Затем газ поступает во вторую ступень на лопатки 4 колеса 3, где сжимается до заданного давления и через нагнетательный патрубок 2 направляется потребителю.

ЧАСТЬ II

ЭЛЕМЕНТЫ ГИДРАВЛИКИ И НАСОСЫ

Раздел пятый

ГИДРОСТАТИКА, ГИДРОДИНАМИКА И НАСОСЫ

Глава XXV

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

§ 1. Краткая справка об истории развития гидравлики

Гидравликой* называют техническую науку, изучающую законы, которым подчиняются жидкости как в состоянии покоя, так и движения. Она состоит из двух основных частей: *гидростатики*, изучающей законы жидкостей, находящихся в равновесии, и *гидродинамики*, изучающей законы движения жидкостей.

Присхождение этой науки очень древнее. Явления, относящиеся к области гидравлики, интересовали человека еще в самые отдаленные времена. Многие практические вопросы, связанные с орошением, водоснабжением и использованием водной энергии для примитивных двигателей, находили решение в глубокой древности.

Широкое распространение в древности гидротехнических сооружений обязано только искусству и чисто практическому опыту строителей. Данных же о том, что тогда уже существовала наука, базирующаяся на определенных физических законах, нет.

Первым законом гидравлики, устанавливающим количественную связь между отдельными элементами явлений, считают общеизвестный закон *Архимеда*.

Этот закон был установлен великим математиком и механиком древности Архимедом за 250 лет до нашей эры. Однако и он оставался долгое время малоизвестным и, в конце концов, был утерян в эпоху падения Рима. Голландский ученый Стевин в 1586 г. установил правила для вычисления давления жидкости на стенки и дно сосуда, в котором она заключена.

* Гидро — (греч.) вода, влага. В сложных словах указывает на отношение данных слов к воде.

Большой вклад в развитие гидравлики внесли итальянский физик Торричелли (1608—1647) и французский математик и физик Блез Паскаль (1623—1662).

Основателем гидравлики как науки заслуженно считается Даниил Бернулли (1700—1782) — крупный ученый, действительный член Российской Академии наук. Он значительную часть своей жизни провел в России. Выведенное им уравнение впоследствии было опубликовано в знаменитой «Гидродинамике», выпущенной им в 1738 г.

В тот же период начала развиваться и теоретическая гидродинамика, в основу которой были положены дифференциальные уравнения движения идеальной жидкости Эйлера.

Леонард Эйлер (1707—1783), член Петербургской Академии наук, гениальный математик, внес большой вклад почти во все естественные науки того времени.

Великий русский ученый Н. Е. Жуковский — основоположник современной аэромеханики — создал теорию гидравлического удара в водопроводных трубах.

Изучение законов гидравлики необходимо для развития гидроэнергетики, гидромеханизации и автоматизации, осушения и орошения земель, водоснабжения и канализации, развития водных путей сообщения и т. п.

§ 2. Основные физические свойства жидкости

Жидкости делят на капельные и газообразные. Газообразная жидкость (или просто газ) была подробно рассмотрена в первом разделе этой книги. Капельная жидкость будет рассмотрена в данном разделе. В дальнейшем для краткости будем называть ее просто жидкостью.

Жидкостью называют физическое тело, обладающее текучестью, не имеющее своей формы и принимающее форму сосуда, в котором оно находится.

Основными физическими свойствами жидкости являются удельный объем, плотность, удельный вес, сжимаемость и вязкость.

Плотностью жидкости называют массу вещества M , заключенную в единице объема V ,

$$\rho = \frac{M}{V}; \quad [\rho] = \text{кг/м}^3.$$

Удельным весом жидкости γ называют вес G вещества, заключенного в объем V ; так как $G = mg$, где g — ускорение силы тяжести, то

$$\gamma = \frac{G}{V} = \frac{mg}{V} = \rho g; \quad [\gamma] = \text{н/м}^3.$$

Жидкость почти не сопротивляется *растяжению*. Поэтому в обычных гидравлических задачах считают, что растягивающие усилия в жидкости равны нулю.

Сдвигающим силам, которые проявляются при движении жидкости в виде сил внутреннего трения, жидкость оказывает значительное сопротивление. Особенно большое сопротивление оказывает жидкость *сжимающим силам*.

Под *сжимаемостью* жидкости понимают уменьшение ее объема и изменение плотности при увеличении внешнего давления. Сжимаемость характеризуется коэффициентом объемного сжатия β_c

$$\beta_c = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta p} \text{ м}^2/\text{н},$$

где ΔV — уменьшение объема, соответствующее увеличению давления на Δp ; V — первоначальный объем тела.

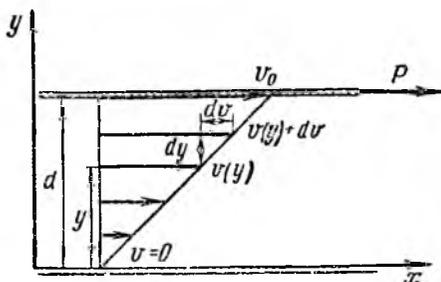


Рис. 25-1. К понятию о внутреннем трении

Существенным отличием реальной жидкости от идеальной является наличие у реальной жидкости сил сопротивления сдвигу. Сопротивление сдвигу определяется особым свойством жидкости — *вязкостью*.

Величина вязкости характеризует силы внутреннего трения, возникающие в жидкости при ее движении.

Рассмотрим схему следующего опыта. Между двумя параллельными пластинами (рис. 25-1), расположенными на расстоянии d друг от друга, находится жидкость. Пусть верхняя пластина движется относительно нижней со скоростью v_0 .

Поскольку между стенками и прилегающими к ним слоями жидкости действуют силы межмолекулярного сцепления, то возникает явление «прилипания» поверхностных слоев жидкости к стенкам сосуда. При этом скорость жидкости относительно стенки в непосредственной близости от нее очень мала и обращается в нуль на самой стенке.

Итак, в рассматриваемом опыте скорость жидкости в потоке между пластинами будет меняться от нуля на неподвижной пластине до v_0 на движущейся по линейному закону (см. рис. 25-1).

Для того чтобы перемещать верхнюю пластину с постоянной скоростью v_0 , необходимо приложить к ней некоторую силу P , уравновешивающую силы внутреннего трения.

Как показывает опыт, величина этой силы, отнесенная к площади пластины F , пропорциональна отношению v_0/d , т. е.

$$\frac{P}{F} \sim \frac{v_0}{d}. \quad (25-1)$$

Введем коэффициент пропорциональности μ и запишем соотношение (25-1) в виде

$$\frac{P}{F} = \mu \frac{v_0}{d}. \quad (25-2)$$

Величину μ называют динамическим коэффициентом вязкости жидкости, который является одним из важнейших ее параметров.

Отметим, что величина P/F , стоящая в левой части равенства (25-2), есть не что иное, как величина касательного напряжения $\tau = P/F$, приложенного к движущейся поверхности. Теперь формулу (25-2) можно записать в виде

$$\tau = \mu \frac{v_0}{d}. \quad (25-3)$$

Поскольку скорость движения жидкости изменяется от нуля до v_0 по линейному закону, то можно написать

$$v(y) = v_0 \frac{y}{d}. \quad (25-4)$$

Дифференцируя формулу (25-4), получим

$$\frac{dv}{dy} = \frac{v_0}{d}. \quad (25-5)$$

Выражая отношение $\frac{v_0}{d}$ в формуле (25-3) с помощью равенства (25-5), найдем

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}. \quad (25-6)$$

Формула (25-6) справедлива для произвольного плоского течения жидкости.

Из формулы (25-6) видно, что величина касательного напряжения τ сил внутреннего трения между слоями пропорциональна их относительной скорости dv .

Так что μ действительно характеризует трение между соседними слоями жидкости движущимися с различными скоростями.

Отметим, что для твердых тел величина касательного напряжения τ пропорциональна относительному смещению отдельных слоев (коэффициентом пропорциональности является модуль сдвига). В неподвижной жидкости же модуль сдвига равен нулю, а τ пропорционально относительной скорости слоев. Если скорости малы, то жидкость не оказывает сопротивления сдвигу.

Из уравнений (25-2) или (25-6) следует, что размерность динамического коэффициента вязкости μ будет

$$[\mu] = \frac{\text{н} \cdot \text{сек}}{\text{м}^2} = \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{сек}}.$$

В гидравлике часто пользуются величиной $\nu = \mu/\rho$, которую называют *кинематическим коэффициентом вязкости жидкости*, где ρ — плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Из определения кинематического коэффициента вязкости вытекает, что он имеет следующую размерность

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

Глава XXVI ГИДРОСТАТИКА

§ 1. Гидростатическое давление

Жидкость, заключенная в сосуд, оказывает давление на его стенки и дно. Если в жидкость погрузить какое-либо тело, то оно также будет испытывать давление со стороны жидкости в каждой своей точке.

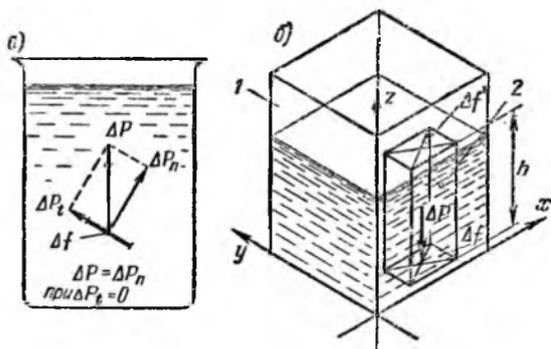


Рис. 26-1. К определению гидростатического давления

Рассмотрим силу ΔP , действующую на поверхность малой плоской площадки Δf , выделенной внутри покоящейся жидкости, и покажем, что эта сила всегда направлена только по нормали к площадке (рис. 26-1, а).

Действительно, если допустить, что рассматриваемая сила направлена не по нормали, а под некоторым углом к площадке, то тогда ее можно было бы разложить на нормальную ΔP_n и касательную ΔP_t составляющие. Так как в покоящейся жидкости нет сил

сопротивления сдвигающим усилиям, то наличие касательной силы ΔP , вывело бы жидкость из равновесия, вследствие чего она стала бы двигаться вдоль площадки, что противоречит предположению о неподвижности жидкости. Это показывает, что в жидкости, находящейся в равновесии, на площадку действует только нормальная сила, величина которой не зависит от ориентации площадки.

Пусть сосуд 1 (рис. 26-1, б) заполнен некоторым количеством покоящейся жидкости. Выделим мысленно внутри этой жидкости на глубине h горизонтальную (для простоты) площадку Δf .

Спроектировав эту площадку на свободную поверхность жидкости, получим вертикальный параллелепипед 2, у которого нижнее основание — площадка Δf , а верхнее — ее проекция, площадка $\Delta f'$. При этом $\Delta f' = \Delta f$. На площадку Δf действует сила ΔP , равная весу выделенного столба жидкости

$$\Delta P = \rho g V = \rho g \Delta f h \text{ н.}$$

Отношение нормальной силы ΔP к площадке Δf , на которую она действует, называют *гидростатическим давлением*

$$p = \frac{\Delta P}{\Delta f} = \rho g h \text{ н/м}^2. \quad (26-1)$$

§ 2. Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля

Для того чтобы определить давление в произвольной точке покоящейся жидкости, достаточно знать величину давления в какой-либо другой точке, принадлежащей тому же объему, а также глубину погружения одной точки относительно другой.

Пусть в открытом сосуде А (рис. 26-2) находится однородная жидкость в состоянии покоя. На ее поверхность, а следовательно, и в точке 1, лежащей на поверхности, действует атмосферное давление, равное p_0 .

Определим полное (абсолютное) давление p_2 , действующее в точке 2 внутри жидкости. Очевидно, в этой точке жидкость испытывает атмосферное давление p_0 (действующее одновременно и в точке 1) и, кроме того, давление, оказываемое весом столба жидкости, расположенного над ней.

Полное, или абсолютное, давление p_2 равно

$$p_2 = p_0 + \rho g (h_1 - h_2), \quad (26-2)$$

где ρ — плотность жидкости, кг/м^3 ;
 g — ускорение силы тяжести в точке измерения, м/сек^2 ;
 h_1 и h_2 — высоты, отсчитанные вверх от одной и той же условной горизонтальной плоскости (в данном случае — от дна сосуда), м .

В общем случае уравнение (26-2) может быть записано

$$p = p_0 + \rho gh, \quad (26-3)$$

где h — высота столба жидкости над рассматриваемой точкой;
 p — абсолютное давление в любой точке горизонтальной плоскости, проходящей через рассматриваемую точку жидкости.

Это равенство называется *основным уравнением гидростатики*. Из этого уравнения следует, что в одном и том же объеме покоящейся однородной жидкости все частицы, расположенные в одной и той же горизонтальной плоскости, имеют одну и ту же гидростатическое давление.

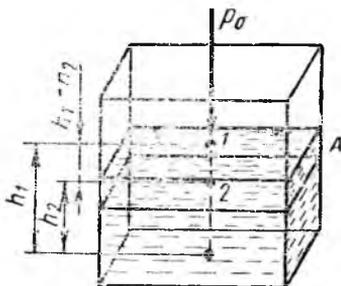


Рис. 26-2. К определению основного уравнения гидростатики

Поскольку, все точки которой испытывают одинаковое давление, называют поверхностью равного давления. Из уравнения (26-3) видно, что величина гидростатического давления однородной покоящейся жидкости в каждой точке зависит только от высоты столба жидкости над ней. Поэтому ясно, что поверхностями равного давления в покоящейся жидкости являются горизонтальные плоскости.

Пусть на поверхность жидкости (рис. 26-2), кроме атмосферного давления p_0 , действует дополнительное давление p' от приложенных внешних сил. Общее давление на свободную поверхность жидкости будет равно сумме давлений $p_0 + p'$. По уравнению (26-2) полное давление в точке 2 с учетом дополнительного давления p' будет

$$p_2 = p_0 + p' + \rho g (h_1 - h_2). \quad (26-4)$$

Докажем, что в любой точке рассматриваемого объема давление возрастет на ту же величину, на какую увеличилось давление на поверхность жидкости. Вычитая уравнение (26-2) из (26-4), получим

$$p_2 - p_2 = p'. \quad (26-5)$$

Уравнение (26-5) показывает, что давление на поверхности жидкости увеличилось на ту же величину, на какую оно возросло в произвольно взятой точке 2, а следовательно, и в любой другой точке этого же объема жидкости.

Это свойство жидкости отражает сущность закона *Паскаля*, который формулируется так: *внешнее давление, приложенное к любой точке покоящейся жидкости, передается без изменения во все точки жидкости*.

В технике закон передачи давления при помощи жидкости используется в гидравлических машинах, одной из которых является гидравлический пресс, получивший самое широкое распространение.

§ 3. Схема работы гидравлического пресса

В современных гидравлических прессах развиваются очень большие усилия (до 15 000 т). Их используют в процессахковки, прессования, испытания материалов и т. п.

Особенностью гидравлического пресса является возможность получения больших усилий при затрате сравнительно небольшой исходной силы.

Основными его элементами являются: малый цилиндр с поршнем, выполненный в виде поршневого насоса высокого давления, большой цилиндр с поршнем (собственно пресс), трубопровод, соединяющий между собой цилиндры, и механизм, передающий усилие на малый поршень.

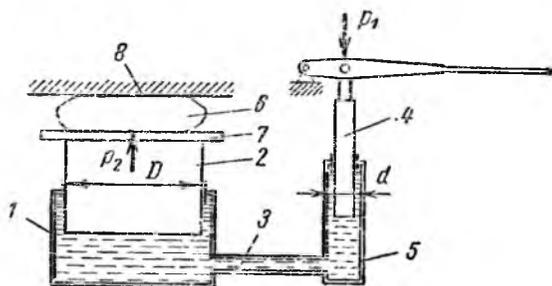


Рис. 26-3. Схема гидравлического пресса

На рис. 26-3 приведена схема гидравлического пресса. На столе 7 пресса находится прессуемый материал 6, ограниченный по высоте упором 8. Цилиндр 1 пресса, цилиндр 5 насоса и трубопровод 3 заполнены жидкостью. К поршню насоса 4, имеющему площадь f , приложена сила P_1 , под действием которой он передвигается сверху вниз и оказывает давление на поверхность жидкости, находящуюся под ним. Величина этого давления

$$p = P_1/f.$$

По закону Паскаля давление передается на поршень пресса 2, создавая полезную силу P_2 , производящую прессование,

$$P_2 = pF,$$

где F —площадь поршня пресса.

Отсюда

$$p = \frac{P_2}{F}.$$

Выразив площади поршней через их диаметры и сделав некоторые преобразования, получим

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{D^2}{d^2}, \quad (26-6)$$

где d — диаметр малого поршня, а D — диаметр большого поршня.

Из формулы (26-6) видно, что отношение усилий на большом и малом поршнях пропорциональны *квадрату* отношения диаметров поршней. Так, например, если диаметр большого поршня в десять раз больше диаметра малого, то полезное усилие на большом поршне будет в сто раз больше, чем приложенное к малому.

§ 4. Измерение давления

Методы измерения давления столь же разнообразны, как и конструкции приборов, предназначенных для этого.

Приборы для измерения давления носят общее название манометров*. Однако по назначению их подразделяют на барометры, предназначенные для измерения атмосферного давления, вакуумметры, измеряющие разрежение газа относительно атмосферного давления, и манометры, измеряющие давления, выше атмосферного.

По принципу действия манометры делят на жидкостные и пружинные.

Жидкостные манометры. Жидкостной манометр представляет собой *U*-образную трубку, частично заполненную водой или ртутью. Одно колено трубки присоединяют к испытываемому объему, а второе — либо остается открытым и сообщается с атмосферой, либо из него откачивают воздух до высокого вакуума и запаивают.

В манометрах с запаянным коленом разность уровней ртути в обоих коленах непосредственно дает абсолютное давление в миллиметрах ртутного столба.

Напомним, что давление в 1 ат эквивалентно давлению, которое оказывает столб воды высотой 10 м или ртути 735 мм на свое основание.

Самым простым жидкостным прибором является пьезометр. Он состоит из стеклянной трубки 1 небольшого диаметра, но не менее 5 мм (рис. 26-4). Верхний ее конец открыт и сообщается с атмосферой, нижний соединен с резервуаром 3 , в котором находится жид-

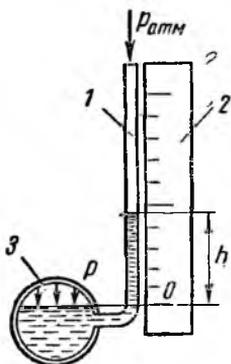


Рис. 26-4. Пьезометр с вертикальной трубкой

* Манометр (греч. *manos* — редкий, неплотный + *metreo* — мерю) — прибор для измерения давления воздуха, пара, газа, жидкости.

кость под давлением выше атмосферного p . Под действием этого давления жидкость из резервуара поднимается по пьезометрической трубке вверх на некоторую высоту h , называемую *пьезометрической высотой*. Пьезометрическая высота характеризует избыточное давление p в сосуде и служит мерой для определения его величины

$$p = \rho gh.$$

Абсолютное давление на уровне нуля шкалы 2 пьезометра определяется основным уравнением гидростатики

$$p_{\text{абс}} = p_0 + \rho gh.$$

Атмосферное давление p_0 определяют по барометру, плотность жидкости ρ — по таблицам, а величину h отсчитывают по шкале пьезометра.

Пьезометр является очень точным прибором. Однако его применяют для измерения давлений не выше 0,5 ат. Измерение больших давлений требует применения очень высоких пьезометрических трубок, что создает определенные неудобства.

Для измерения более высоких давлений применяют *ртутные манометры*. Поскольку плотность ртути в 13,6 раза больше плотности воды, трубки в ртутных манометрах соответственно могут быть короче. Таким образом, применение жидкости с большей плотностью позволяет измерять более высокие давления трубками меньшей высоты.

На рис. 26-5 показана схема открытого ртутно-чашечного манометра, который состоит из чашки 1 с ртутью, стеклянной трубки 3 и шкалы 4. Абсолютное давление на уровне нуля шкалы определяется основным уравнением гидростатики:

$$p_{\text{абс}} = p_0 + \rho_{\text{рт}} gh,$$

где $\rho_{\text{рт}}$ — плотность ртути;

g — ускорение свободного падения в пункте измерения.

Абсолютное давление в центре резервуара 2 вычисляется с поправкой к показаниям манометра

$$p_{\text{абс}} = p_0 + \rho_{\text{рт}} gh - \rho gh_0,$$

где ρ — плотность жидкости в сосуде 2;

h_0 — высота столба этой же жидкости.

Для измерения разности давлений Δp в двух точках одного трубопровода или для измерения разности давлений в двух резервуарах применяют так называемые *дифференциальные манометры*.

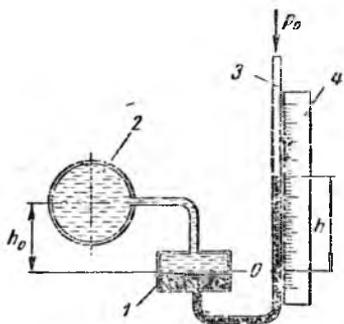


Рис. 26-5. Схема ртутно-чашечного манометра

Схема присоединения такого манометра показана на рис. 26-6. Если жидкость в резервуарах имеет одинаковый удельный вес, то разность давлений в двух точках 1 и 2, расположенных на одной высоте, определяется по формуле

$$\Delta p = h g (\rho_{рт} - \rho),$$

где $\rho_{рт}$ и ρ — плотность ртути и измеряемой жидкости;
 h — разность высот ртути, возникшая под действием разности давлений.

Жидкостные манометры используют в лабораторной практике и измеряют ими сравнительно невысокие давления. Они просты, удобны и дают точные показания.

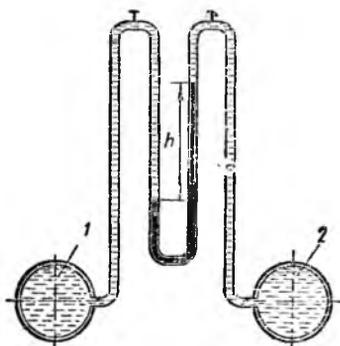


Рис. 26-6. Схема дифференциального ртутного манометра

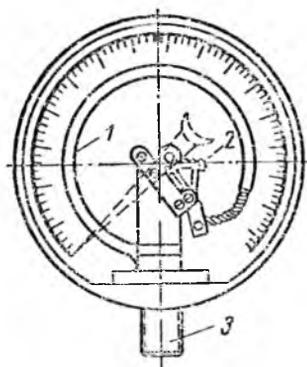


Рис. 26-7. Схема пружинного манометра

Там, где необходимо измерять большие давления, применяют пружинные манометры.

П р у ж и н н ы е м а н о м е т р ы. На рис. 26-7 приведена схема пружинного манометра. Основной частью манометра является полая металлическая трубка 1. Один ее конец запаян и соединен с механизмом 2, на котором укреплена стрелка, скользящая по круглому циферблату. Другой конец трубки сообщается с исследуемым объемом посредством ниппеля 3. Через этот конец в трубку поступает жидкость, давление которой нужно измерить. Под действием давления поступившей жидкости трубка стремится выпрямиться. Поскольку ее запаянный конец связан с механизмом, приводящим в движение стрелку, то она, отклоняясь, показывает величину давления жидкости. Циферблат обычно градуируется непосредственно в единицах давления. Иногда манометры оборудуют записывающим механизмом.

§ 5. Давление жидкости на стенку

Плоская стенка. При расчетах плотин, стен водохранилищ и крупных резервуаров необходимо знать суммарное давление жидкости на ограничивающие ее поверхности. Зная закон распределения гидростатического давления в жидкости, можно найти суммарное давление на стенки и дно резервуара.

На рис. 26-8 изображен заполненный жидкостью резервуар с плоскими стенками. Жидкость оказывает давление на его дно и стенки. Определим направление и величину равнодействующей силы R давления, оказываемого жидкостью на одну из стенок $abce$, а также найдем точку приложений этой равнодействующей.

Пусть стенка $abce$ имеет смоченную поверхность F , а центр тяжести этой поверхности находится на расстоянии $h_{ц.т}$ от свободного уровня.

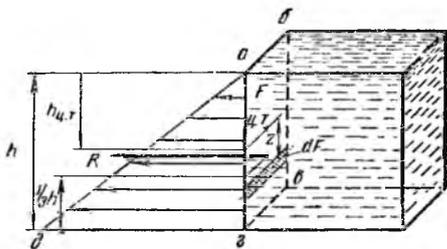


Рис. 26-8. Давление жидкости на плоскую стенку

Силы гидростатического давления на все элементы стенки нормальны к ее плоскости и, следовательно, параллельны между собой. Очевидно, что и направление равнодействующей сил давления R также нормально к плоскости стенки.

Величина силы давления R определяется как равнодействующая системы параллельных сил, направленных в одну сторону. Как известно, величина гидростатического давления пропорциональна высоте столба жидкости, расположенного над рассматриваемой точкой. Силы гидростатического давления на плоскую стенку представляют собой систему параллельных сил, равномерно возрастающих с увеличением высоты столба жидкости от нуля на линии ab (см. рис. 26-8) до максимального давления $p_{\text{макс}}$ на линии ce

$$p_{\text{макс}} = \rho gh + p_0,$$

где h — высота жидкости в сосуде.

Избыточное давление в центре тяжести площади равно

$$p_{ц.т} = \rho gh_{ц.т} + p_0,$$

где $h_{ц.т}$ — расстояние центра тяжести площади F от свободной поверхности.

Теперь запишем давление на элементарную площадку dF

$$p = p_{ц.т} + \rho gz,$$

где z — ордината площадки dF , отсчитываемая от центра тяжести стенки. При этом если dF расположена ниже центра тяжести, то $z > 0$, если же dF расположена выше центра тяжести, то $z < 0$.

Полная сила давления R будет равна сумме всех сил давления, т. е.

$$R = \int p dF = \int (p_{ц.т} + \rho g z) dF = p_{ц.т} \int dF + \rho g \int z dF. \quad (26-7)$$

Первый интеграл равен $p_{ц.т} F$, а второй из-за нечетности подинтегральной функции — нулю.

Таким образом, полная сила давления R жидкости на плоскую стенку равна произведению площади смоченной поверхности стенки на гидростатическое давление в ее центре тяжести

$$R = p_{ц.т} F \text{ или } R = (h_{ц.т} \rho g + p_0) F. \quad (26-8)$$

Формула (26-8), выведенная для частного случая вертикальной прямоугольной плоской стенки, оказывается справедливой и для более общего случая наклонной плоской стенки с произвольными очертаниями.

Точку приложения равнодействующей сил давления называют *центром давления*. Центр давления обычно лежит ниже центра тяжести площади стенки. При горизонтальной стенке (дно резервуара) они совпадают. Центр давления прямоугольной стенки (см. рис. 26-8) находится на расстоянии $h/3$ от основания.

Криволинейная стенка. Рассмотрим теперь задачу об определении полной силы давления на цилиндрическую стенку. Напомним, что в случае плоской стенки все силы давления на различные элементы ее поверхности были параллельны и вопрос о направлении их равнодействующей решался очень просто. В случае криволинейной стенки силы гидростатического давления, действующие на различные элементы ее поверхности, имеют разные направления. Поэтому невозможно заранее указать направление их равнодействующей \bar{R} , т. е. полной силы давления на кривую стенку.

Выберем систему координат (рис. 26-9) таким образом, чтобы ось z была направлена вертикально, а ось y была параллельна образующим цилиндрической поверхности стенки.

Так как силы давления действуют по нормали к стенке, а ось y параллельна стенке, то составляющая R_y силы \bar{R} равна нулю. Таким образом, для определения полной силы давления \bar{R} достаточно найти ее проекции R_x и R_z на оси x и z и сложить полученные составляющие по правилу параллелограмма.

Вычислим составляющую R_x силы \bar{R} . Величину R_x можно получить, суммируя все составляющие dR_x элементарных сил давле-

ния $d\bar{R}$, действующих на соответствующие площадки dF . По рис. 26-9 имеем

$$dR_x = \cos \alpha dR,$$

где α — угол между осью x и нормалью к площадке dF .

Так как $dR = p dF$, то

$$dR_x = \cos \alpha p dF = p (\cos \alpha dF) = p dF_{yz}.$$

Здесь dF_{yz} элемент плоской поверхности F_{yz} , перпендикулярной к оси x . Действительно, произведение $\cos \alpha dF$ равно площади проекции площадки dF на плоскость F_{yz} и, таким образом, представляет элемент dF_{yz} поверхности F_{yz} .

Суммируя все силы dR_x , получим

$$R_x = \int dR_x = \int p dF_{yz}.$$

При этом в последнем интеграле интегрирование проводится по всей проекции F_{yz} рассматриваемой криволинейной стенки. Поэтому интеграл $\int p dF_{yz}$ равен суммарной силе давления на плоскую поверхность F_{yz} , которую на нее оказывал бы тот же столб жидкости.

Таким образом, составляющая по оси x силы давления на криволинейную стенку равна силе давления того же столба жидкости на проекцию этой стенки на плоскость, нормальную к оси x .

Для силы давления на плоскую стенку была получена формула (26-8), которая для данного случая имеет вид

$$R_x = z_{ц.т} \cdot \rho g F_{yz}, \quad (26-9)$$

где $z_{ц.т}$ — расстояние центра тяжести проекции F_{yz} от свободной поверхности жидкости.

Вертикальная составляющая R_z полной силы давления \bar{R} есть равнодействующая сил тяжести, действующих на все элементы объема жидкости, находящиеся над рассматриваемой криволинейной стенкой. Поэтому величина R_z равна весу жидкости в объеме V , расположенном над стенкой,

$$R_z = \rho g V. \quad (26-10)$$

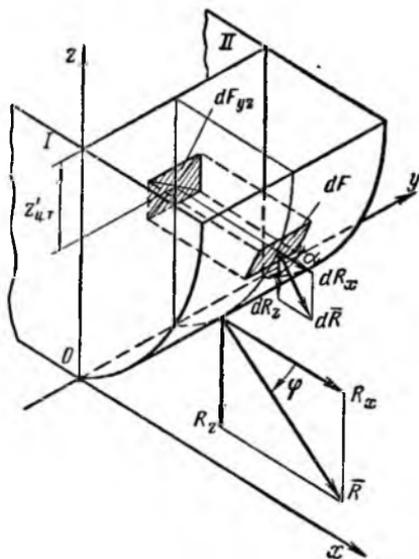


Рис. 26-9. Давление жидкости на криволинейную стенку

На рис. 26-9 этот объем ограничен поверхностью рассматриваемой цилиндрической стенки, свободной поверхностью жидкости, а также вертикальными плоскостями I и II, отсекающими от стенки рассматриваемый участок поверхности.

Таким образом, найдены составляющие R_x и R_z полной силы давления \bar{R} , которую графически можно получить, складывая эти составляющие. Аналитически величину силы R находят по известной формуле Пифагора

$$R = \sqrt{R_x^2 + R_z^2}. \quad (26-11)$$

Направление силы \bar{R} можно определить, задавая угол φ между осью x и силой \bar{R} . В соответствии с рис. 26-9 имеем

$$\operatorname{tg} \varphi = R_z : R_x.$$

Следует отметить, что точку приложения равнодействующей R элементарными приемами можно найти только в некоторых частных случаях.

Стенки цилиндрических сосудов и труб. Тонкостенные цилиндрические сосуды, испытывающие давление жидкости внутри сосуда, широко распространены в технике. К ним относятся трубы, котлы, корпуса аппаратов и т. п. Основной задачей их расчета является определение толщины стенки, при которой обеспечивается прочность сосуда.

Рассмотрим действие сил давления на внутреннюю поверхность цилиндра. На рис. 26-10 показана половина цилиндра, внутренний диаметр которого обозначим через D , длину цилиндра через L , и толщину стенки через δ .

Выделим на внутренней поверхности цилиндра элементарную площадку $abcd$ с площадью dF . Пусть нормаль nn к этой площадке, проходящая через ее середину (через ее центр тяжести), составляет угол α с плоскостью yOz системы координат xyz .

По нормали nn на элементарную площадку dF действует элементарная сила давления жидкости dP_n , причем $dP_n = p dF$.

Спроектируем силу dP_n на вертикальную плоскость yOz и обозначим ее проекцию dP_z

$$dP_z = dP_n \cos \alpha = p dF \cos \alpha.$$

Определим P_z как сумму проекций всех элементарных сил давления на плоскость yOz , пренебрегая неравномерностью распределения давления по поверхности цилиндра (по высоте z),

$$P_z = \int p \cos \alpha dF = p \int \cos \alpha dF.$$

Заметим, что $dF \cos \alpha$, равная площадке $a'b'c'd'$, есть проекция элементарной площадки $abcd$ на горизонтальную плоскость xOy . Поэтому $\int dF \cos \alpha$ является проекцией всей боковой поверхности

полуцилиндра на ту же плоскость xOy . Площадь этой проекции равна DL . Тогда

$$P_z = \rho DL.$$

Заметим, что суммарная сила P_z стремится разорвать цилиндр по диаметральному сечению, лежащему в плоскости yOx , или, что то же самое, оторвать верхний полуцилиндр от нижнего (на рисунке нижний полуцилиндр не показан). Такой разрыв может произой-

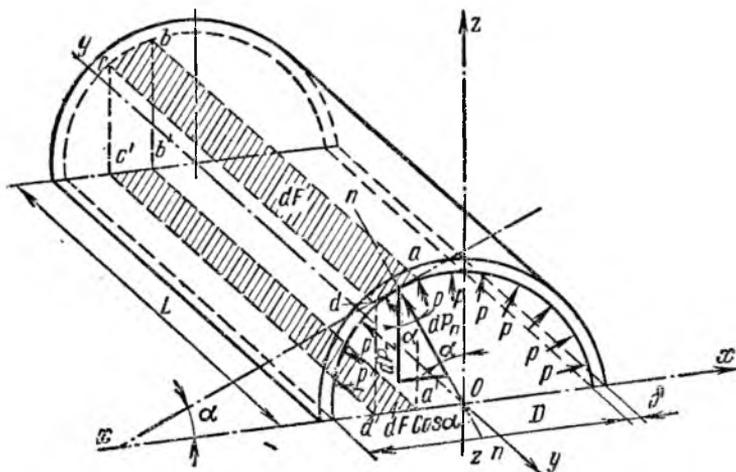


Рис. 26-10. Давление жидкости на стенки труб

ти по двум площадкам диаметрального сечения цилиндра. Площадь каждой из этих площадок будет равна произведению толщины стенки δ на длину образующей цилиндра L .

Напряжения растяжения на этих площадках составят

$$\sigma = \frac{P_z}{2L\delta} = \frac{\rho DL}{2L\delta} = \frac{\rho D}{2\delta}.$$

По условиям прочности напряжения растяжения не должны превышать допускаемых напряжений $[\sigma]_p$ или

$$\sigma = \frac{\rho D}{2\delta} < [\sigma]_p. \quad (26-12)$$

По этой формуле можно определять фактические напряжения растяжения σ в стенке сосуда и, сравнивая их с допускаемыми $[\sigma]_p$, проверять прочность стенок цилиндрических сосудов, труб и пр.

В ряде случаев бывает необходимо определить толщину стенки δ для цилиндрического сосуда или трубы при заданном ее диаметре D , давлении p и допуске напряжении $[\sigma]_p$. Для этого формулу (26-12) решают относительно δ и записывают в виде

$$\delta \geq \frac{pD}{2[\sigma]_p}. \quad (26-13)$$

Рассмотрим также напряжения, возникающие в стенках цилиндрического сосуда или трубы под воздействием осевого усилия P_y , направленного вдоль оси цилиндра y . Осевое усилие P_y в этом случае определится как произведение давления p внутри сосуда на площадь проекции его крышки или днища на плоскость, нормальную к оси сосуда,

$$P_y = p \frac{\pi D^2}{4}.$$

Поперечное сечение цилиндрического сосуда, лежащее в плоскости, нормальной к оси цилиндра, имеет форму кольца, площадь которого F' составит

$$F' \approx \pi D \delta.$$

Под действием осевой силы P_y разрыв цилиндра может произойти по указанному кольцевому поперечному сечению F' . Условие прочности сосуда по кольцевому поперечному сечению запишем в виде условия, что фактические напряжения растяжения в этом сечении также не превышают допускаемого $[\sigma]_p$, т. е.

$$\sigma' = \frac{P_y}{F'} = \frac{p \frac{\pi D^2}{4}}{\pi D \delta} = \frac{pD}{4\delta} < [\sigma]_p. \quad (26-14)$$

Формула (26-12) позволяет определять фактические растягивающие напряжения σ , возникающие в стенке сосуда в сечении, плоскость которого совпадает с образующей цилиндра (т. е. по его диаметральному, продольному сечению), а формула (26-14) — определять фактические растягивающие напряжения σ' , возникающие в поперечном, т. е. нормальном к оси цилиндра, кольцевом сечении.

Сравнение формул (26-12) и (26-14) показывает, что растягивающие напряжения σ в продольном сечении цилиндра в два раза превышают напряжения σ' , возникающие в поперечном кольцевом сечении. Таким образом, более опасным является разрыв цилиндрического сосуда по образующей и расчет прочности по напряжениям растяжения σ , и определение толщины стенки нужно вести по формулам (26-12) и (26-13).

§ 1. Основные понятия

В гидродинамике рассматривают законы движения жидкости в трубах, каналах и пористых телах, а также вопросы обтекания твердых тел жидкостью.

Движение жидкости существенно отличается от движения твердого тела. Как известно из механики, движение твердого тела можно представить в виде суммы двух движений: поступательного и вращательного. При этом расстояние между двумя любыми его точками остается неизменным. В отличие от твердого тела расстояния между частицами жидкости не сохраняются в процессе движения. Перемещение достаточно малого объема жидкости можно представить в виде суммы трех движений: поступательного и вращательного всего объема в целом, а также перемещения различных частей объема относительно друг друга.

Итак, отличительной и самой существенной чертой жидкости является способность перемещения ее частиц относительно друг друга.

Если выделенный объем жидкости настолько мал, что можно пренебречь изменением его формы, то его называют *жидкой частицей*. Кривая, которую описывает жидкая частица при своем движении, называется *траекторией жидкой частицы*.

Движение жидкости можно описать, проследив за движением каждой частицы; однако обычно этот способ не применяют. Если в каждый момент времени известен вектор скорости жидких частиц в каждой точке движущегося объема жидкости, то говорят, что задано *поле скоростей жидкости*. Если знать распределение (т. е. поле) скоростей потока и зависимость этого распределения от времени, то движение жидкости будет полностью определено. Направление скоростей в потоке характеризуется так называемыми линиями тока.

Линией тока называют кривую, касательная к которой в каждой точке имеет направление скорости жидкости в этой точке.

Если при движении жидкости поле скоростей не изменяется с течением времени, то такое движение называют *установившимся* или *стационарным*.

В установившемся движении каждая частица в какой-либо точке пространства имеет ту же скорость, какую имели в этой точке все предыдущие частицы и будут иметь все последующие.

Если поле скоростей жидкости меняется со временем, то движение называют *неустановившемся* или *нестационарным*. Линии тока при этом не совпадают с траекториями жидких частиц. Действительно касательные к линии тока дают направление скорости *различных частиц*, находящихся в данный момент в различных точках, напри-

мер в точках 1 и 2 (рис. 27-1). Касательными же к траектории жидкой частицы являются скорости *одной и той же частицы*, но в различные моменты времени. На рис. 27-1 этому соответствуют два положения одной частицы сначала в точке 1, а затем в точке 2. Если распределение скоростей в потоке меняется со временем, то за время, пока одна частица дойдет от точки 1 до точки 2, скорость в точке 2 может изменяться.

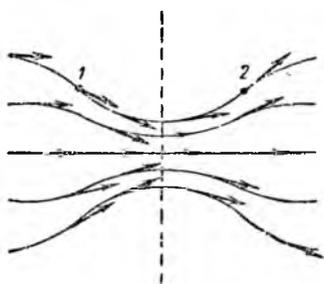


Рис. 27-1. Линии тока

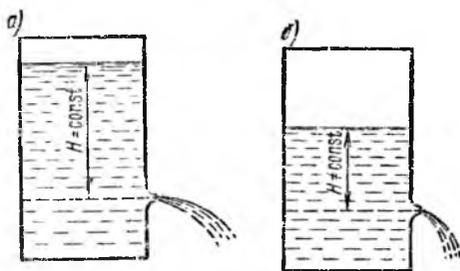


Рис. 27-2. Течение жидкости

Из приведенного рассуждения следует, что *в установившемся потоке линии тока совпадают с траекториями жидких частиц*. Примером установившегося движения может служить процесс истечения жидкости из отверстия в стенке сосуда (рис. 27-2, а) при условии, что уровень жидкости в сосуде все время остается неизменным.

Примером неустановившегося движения является тот же процесс истечения жидкости из отверстия в стенке сосуда (рис. 27-2, б), если при этом уровень жидкости в сосуде изменяется с течением времени.

§ 2. Элементарная струйка

Проведем линию тока через каждую точку малого замкнутого контура s , выделенного в жидкости (рис. 27-3). Полученную трубчатую поверхность называют *трубкой тока*.

Поскольку касательные к линиям тока дают направления скоростей частиц, то частицы никогда не покинут трубки тока, в которых они находятся. Жидкость, заполняющая трубку тока, образует *элементарную струйку*. При стационарном течении форма элементарных струек не меняется, поскольку не меняется форма линий тока.

Площадь сечения элементарной струйки, нормальная направлению линий тока, называют *живым сечением* или просто *сечением струйки* и обозначают f .

Различные величины, характеризующие течение элементарных струек, являются весьма важными, поскольку они дают точное диф-

ференциальное (не усредненное) описание движения. Такими величинами являются *скорость* и *элементарный расход жидкости* в струйке.

Так как живое сечение струйки весьма мало, скорости жидкости в различных точках сечения можно считать равными между собой и называть *скоростью жидкости в струйке* v .

Элементарным расходом называют количество жидкости, протекающей через сечение струйки в единицу времени. Его измеряют как в объемных, так и массовых единицах.

Если обозначить элементарный объемный расход через q , а массовый через m , то зависимость между ними выразится равенством

$$m = q\rho, \quad (27-1)$$

где ρ — плотность жидкости в сечении элементарной струйки.

Рассмотрим движение несжимаемой жидкости в элементарной струйке. Поскольку частицы жидкости не покидают струйку и жидкость несжимаема, то элементарные объемные расходы в любых двух сечениях струйки, например в сечениях 1-1 и 2-2 на рис. 27-3, должны быть равны между собой в каждый момент времени, т. е.

$$q_1 = q_2. \quad (27-2)$$

С другой стороны, элементарный объемный расход q жидкости в сечении площадью f равен

$$q = fv \text{ м}^3/\text{сек}. \quad (27-3)$$

Действительно, за 1 сек частицы жидкости проходят путь, численно равный v ; следовательно, vf есть объем цилиндра высотой v и основанием f , и именно этот объем проходит за 1 сек через сечение струйки.

Из формул (27-2) и (27-3) можно получить равенство

$$v_1 f_1 = v_2 f_2. \quad (27-4)$$

Уравнение (27-2) или (27-4) носит название *уравнения неразрывности*.

§ 3. Поток

В задачах гидравлики обычно рассматривают ограниченные потоки. Границами потоков при этом служат твердые стенки труб, каналов, открытая поверхность жидкости, а также поверхности обтекаемых потоком тел (рис. 27-4).

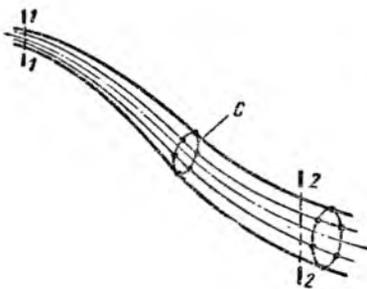


Рис. 27-3. Трубка тока

Поток можно рассматривать как пучок элементарных струек. Поэтому и для всего потока вводятся понятия, аналогичные тем, которые были введены для элементарных струек. При этом величины, аналогичные рассмотренным, обозначим теми же буквами, но заглавными.

Так, *живым сечением F потока* называют площадь сечения, нормального к общему направлению движения жидкости.

Живое сечение потока F равно сумме живых сечений составляющих его элементарных струек,

$$F = \sum f.$$

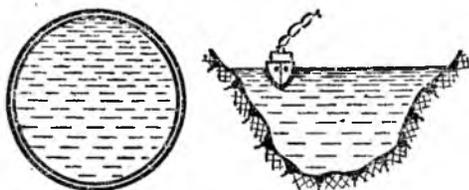


Рис. 27-4. Границы потока

Расходом потока (объемным Q или массовым M) называют объем или массу жидкости, протекающей через живое сечение потока в единицу времени. Аналогично формуле (27-1) имеем

$$M = Q\rho \text{ кг/сек.} \quad (27-5)$$

Следует заметить, что в формуле (27-1) ρ есть «местное» (в малом сечении) значение плотности. В формуле же (27-5) ρ есть *средняя плотность* в «большом» сечении потока. Различие в плотности по сечению потока может быть вызвано разными причинами, например различными температурными условиями в каждой точке потока (течение жидкого металла, движение жидкости в теплообменниках и т. п.).

Для того чтобы определить Q — объемный расход потока, необходимо ввести понятие *средней скорости потока*. Поток, протекающий по руслу, ограниченному стенками, в разных точках поперечного сечения имеет соответственно разные скорости. Частицы жидкости, соприкасающиеся со стенками трубы (русла, канала), прилипают к стенкам и остаются неподвижными. Скорость этих частиц равна нулю. Струйки, протекающие в непосредственной близости к прилипшим частицам, вследствие внутреннего трения в жидкости тормозятся и уменьшают свою скорость. По мере удаления струек жидкости от стенок их скорость возрастает и на оси потока, т. е. в центре трубы (русла, канала), принимает максимальное значение. Эту скорость называют *осевой скоростью*.

Скорость элементарных струек потока, протекающих между стенками и осью, изменяется в пределах от нуля до максимальной осевой скорости.

Для упрощения вводят *среднюю скорость* потока v , за которую принимают среднее арифметическое значение скоростей элементарных струек, образующих поток.

Зная фактический расход жидкости и площадь поперечного сечения потока, можно найти среднюю скорость

$$v = \frac{Q}{F}. \quad (27-6)$$

Откуда объемный расход потока будет равен

$$Q = vF. \quad (27-7)$$

Следует четко уяснить, что в равенстве (27-6) v есть средняя скорость потока, в то время как в равенстве (27-3) v есть точная (истинная) скорость элементарной струйки.

Так же как и для струйки, для потока несжимаемой жидкости справедливо уравнение неразрывности. При любом течении любые два объема жидкости, протекающие в один и тот же момент времени через произвольные сечения 1-1 и 2-2 потока (см. рис. 27-3), равны между собой

$$v_1 F_1 = v_2 F_2 = Q \text{ м}^3/\text{сек}. \quad (27-8)$$

Если же течение жидкости стационарно, то для любого момента времени

$$vF = \text{const}. \quad (27-9)$$

Из равенства (27-8) следует, что скорость обратно пропорциональна живому сечению потока;

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{F_2}{F_1}. \quad (27-10)$$

Это явление хорошо иллюстрируется примером увеличения скорости течения рек в местах их сужения.

Одной из величин, характеризующих геометрию потока, является так называемый смоченный периметр.

Смоченным периметром A называют длину той части границы живого сечения, по которой поток соприкасается с ограничивающими его стенками. На рис. 27-5 смоченный периметр выделен жирными линиями.

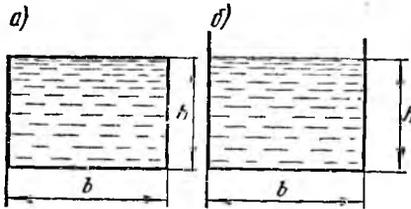
Если геометрический периметр того же сечения обозначить через a , то всегда будет

$$A \leq a.$$

На рис. 27-5, *a* смоченный периметр совпадает с геометрическим, так как жидкость со всех сторон ограничена твердыми стенками.

На рис. 27-5, *б* смоченный периметр меньше геометрического на длину линии открытой поверхности жидкости. Если геометрический периметр на этом же рисунке равен $2h + 2b$, то смоченный периметр равен $2h + b$.

Отношение площади живого сечения F к смоченному периметру A называют *гидравлическим радиусом сечения*



$$R = \frac{F}{A} \text{ м.}$$

Не следует смешивать гидравлический радиус с геометрическим. Понятие гидравлического радиуса имеет смысл для любого потока, ограниченного стенками. Геометрический же радиус потока существует только при течении жидкости по круглой трубе.

Рис. 27-5. Смоченный периметр

Однако даже в этом случае геометрический радиус не совпадает с гидравлическим. Действительно, геометрический радиус $r = \frac{d}{9}$, а гидравлический

$$R = \frac{\pi d^3}{4\pi d} = \frac{d}{4} \neq r.$$

Для канала прямоугольного сечения (см. рис. 27-5) гидравлический радиус

$$R = \frac{bh}{2(b+h)} \text{ и } R = \frac{bh}{b+2h}$$

(для случаев *a* и *б* соответственно).

§ 4. Два режима течения жидкости

В конце XIX в. английский физик Осборн Рейнольдс при помощи метода окрашенных струй установил, что существует два режима течения жидкости: *ламинарный* и *турбулентный*.

На рис. 27-6, *a* приведена принципиальная схема опыта Рейнольдса. Резервуар 2 заполнен жидкостью, уровень которой поддерживается постоянным. К резервуару присоединена стеклянная трубка 3, снабженная краном 4, регулирующим скорость движения в ней жидкости. Для того чтобы наблюдать характер потока в трубке 3, в нее по трубке 1 вводят подкрашенную жидкость с теми же физическими свойствами, что и в сосуде.

При небольших скоростях потока в трубке 3 подкрашенная струйка движется, не смешиваясь с основной массой жидкости, в виде отчетливо выраженной тонкой нити (рис. 27-6, б). При этом поток устойчиво движется в трубке параллельными несмешивающимися струйками или слоями. Такое движение называют *ламинарным*, или *слоистым*.

С увеличением скорости потока выше определенного значения течение жидкости в трубе скачкообразно меняет свой характер. При этом окрашенная струйка теряет форму прямой нити, принимает волнообразные очертания и, наконец, полностью размывается. Движение становится беспорядочным и поток все время перемешивается (рис. 27-6, в). Такое течение называют *турбулентным*.

Рейнольдс установил, что режим движения жидкости зависит от безразмерного числа, составленного из основных параметров потока. Это число названо *числом Рейнольдса* и для круглых труб определяется формулой

$$Re = \frac{vd\rho}{\mu}, \quad (27-11)$$

где v — средняя скорость потока, м/сек;
 d — диаметр трубы, м;
 ρ — плотность жидкости;
 μ — динамическая вязкость.

Если ввести кинематическую вязкость $\nu = \frac{\mu}{\rho}$, то формула (27-11) примет вид

$$Re = \frac{vd}{\nu}. \quad (27-12)$$

Выразив диаметр трубы d через гидравлический радиус R ($d = 4R$), получим

$$Re = \frac{4vR}{\nu}. \quad (27-13)$$

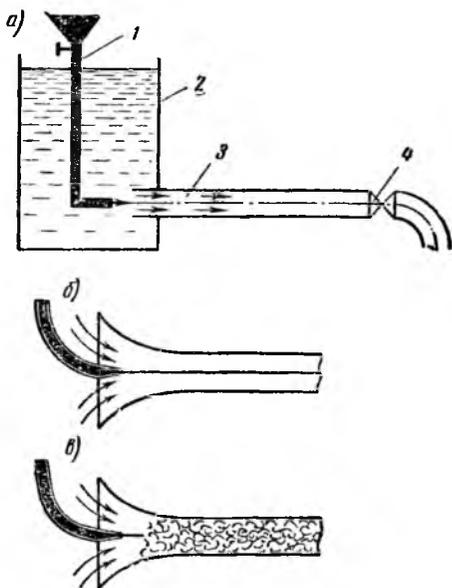


Рис. 27-6. Опыт Рейнольдса

По формуле (27-13) можно вычислить число Рейнольдса для потока любого сечения.

Существует некоторое значение числа Рейнольдса Re , которое называют *критическим* и обозначают $Re_{кр}$.

Критическое значение числа Рейнольдса $Re_{кр}$ является экспериментально определяемой константой, зависящей от сечения и длины трубы, от шероховатости ее поверхности и т. п. Так, например, для длинных круглых труб нормальной шероховатости $Re_{кр} = 2320$.

Установлено, что при $Re < Re_{кр}$ течение всегда ламинарно, а при $Re > Re_{кр}$ — турбулентно.

Следует отметить, что переход от одного режима течения к другому происходит в очень узком диапазоне изменения числа Re . Это позволяет говорить о *скачкообразном* изменении режима.

При турбулентном режиме течения с числом Re , очень близким к $Re_{кр}$ (в длинном трубопроводе), возможно затухание турбулентности и переход к ламинарному течению без снижения числа Re . Однако при числах Рейнольдса Re , значительно больших $Re_{кр}$, наступает так называемая развитая турбулентность, с которой обычно приходится иметь дело на практике.

Из формулы (27-12) видно, что число Рейнольдса зависит не только от скорости, но и от отношения $\frac{d}{\nu}$. Так, при равных скоростях турбулентность начнется скорее в маловязкой жидкости, текущей в широкой трубе.

Развитию турбулентности способствует наличие различных препятствий потоку (клапанов, кранов, переходных камер и т. п.).

§ 5. Энергия потока и уравнение Бернулли

Энергия элементарной струйки. Рассмотрим участок элементарной струйки несжимаемой идеальной (невязкой) жидкости между плоскими, нормальными к оси струйками сечениями 1-1 и 2-2 (рис. 27-7).

Площадь поперечного сечения струйки, скорость и давление обозначим: в сечении 1-1 через f_1 , v_1 , p_1 , а в сечении 2-2 — f_2 , v_2 , p_2 . Пусть z_1 и z_2 соответствующие высоты, т. е. расстояния от горизонтальной плоскости $O-O$ до центров тяжести объемов 1-1' и 2-2'.

Рассмотрим стационарное течение струйки за некоторый малый промежуток времени Δt , в течение которого объем элементарной струйки переместится из положения 1-2 в положение 1'-2'. Найдем изменение энергии струйки при ее перемещении.

Из курса теоретической механики известно, что приращение кинетической энергии движущегося тела равно сумме работ всех действующих на него сил, т. е.

$$\Delta \frac{mv^2}{2} = \sum P \Delta l,$$

где m — масса тела;

v — его скорость;

$\Sigma P \Delta l$ — сумма работ, произведенных силами, действующими на тело на элементарном пути Δl .

Элементарный путь Δl обычно рассматривают как проекцию элементарного перемещения точки приложения силы P на ее направление.

В рассматриваемом случае за малое время Δt жидкость в струйке переместится из положения 1-2 в положение 1'-2'. При этом сечение 1-1 переместится на малую длину

$$\Delta l_1 = v_1 \Delta t, \quad (27-14)$$

а сечение 2-2 соответственно на

$$\Delta l_2 = v_2 \Delta t. \quad (27-15)$$

При таком перемещении энергия струйки изменится. Однако при стационарном течении энергия той части жидкости, которая заполняет объем между сечениями 1'-1' и 2-2, остается неизменной.

При этом все изменение энергии элемента жидкости будет таким же, как если бы левый слой, заключенный между сечениями 1-1 и 1'-1', занял бы место правого слоя, заключенного между сечениями 2-2 и 2'-2'.

Имея в виду малость участков Δl_1 и Δl_2 , можно считать соответствующие им объемы ΔQ_1 и ΔQ_2 цилиндрическими, которые равны:

$$\Delta Q_1 = f_1 \Delta l_1 = f_1 v_1 \Delta t;$$

$$\Delta Q_2 = f_2 \Delta l_2 = f_2 v_2 \Delta t.$$

Учитывая, что жидкость несжимаема, условие неразрывности можно написать в виде

$$f_1 v_1 = f_2 v_2.$$

Масса жидкости Δm_1 в объеме ΔQ_1 равна

$$\Delta m_1 = \rho \Delta Q_1,$$

ее потенциальная энергия E_{z_1} относительно плоскости $O-O$ будет

$$E_{z_1} = \Delta m_1 g z_1 = \rho f_1 v_1 \Delta t g z_1, \quad (27-16)$$

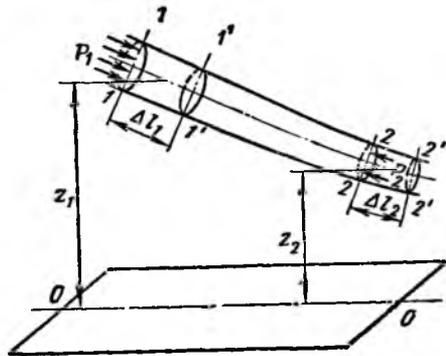


Рис. 27-7. Элементарная струйка. К выводу уравнения Бернулли

а ее кинетическая энергия

$$E_{v_1} = \frac{1}{2} \Delta m_1 v_1^2 = \frac{\rho}{2} f_1 \Delta \tau v_1^3. \quad (27-17)$$

Аналогично определим потенциальную и кинетическую энергию для массы жидкости Δm_2 в объеме ΔQ_2

$$E_{z_2} = \rho f_2 v_2 \Delta \tau g z_2; \quad (27-18)$$

$$E_{v_2} = \frac{\rho}{2} f_2 \Delta \tau v_2^3. \quad (27-19)$$

Из формул (27-16)—(27-19) видно, что полная энергия произвольного участка струйки объемом $f v \Delta \tau$ будет

$$E = E_v + E_z = \Delta \tau f v \left(\frac{\rho}{2} v^2 + \rho g z \right).$$

Изменение кинетической и потенциальной энергии для всей элементарной струйки можно записать в виде

$$\Delta E = (E_{v_2} - E_{v_1}) + (E_{z_2} - E_{z_1}). \quad (27-20)$$

Подставляя в уравнение (27-20) значения из равенств (27-16)—(27-19), получим

$$\Delta E = \frac{\rho}{2} (f_2 v_2^3 - f_1 v_1^3) \Delta \tau + \rho g (f_2 v_2 z_2 - f_1 v_1 z_1) \Delta \tau. \quad (27-21)$$

При перемещении сечения 1-1 в 1'-1' и сечения 2-2 в 2'-2' работа ΔL сил давления $P_1 = P_1 f_1$ и $P_2 = P_2 f_2$, приложенных к струйке, с учетом (27-14) и (27-15) составит

$$\Delta L = \rho_1 f_1 v_1 \Delta \tau - \rho_2 f_2 v_2 \Delta \tau. \quad (27-22)$$

По закону сохранения энергии изменение энергии элементарной струйки должно быть равно работе сил давления, приложенных к струйке,

$$\Delta E = \Delta L.$$

Подставив в полученное равенство значения изменения энергии струйки из равенства (27-21) и значения совершенной работы ΔL из равенства (27-22), получим

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{2} (f_2 v_2^3 - f_1 v_1^3) \Delta \tau + \rho g (f_2 v_2 z_2 - f_1 v_1 z_1) \Delta \tau = \\ = \rho_1 f_1 v_1 \Delta \tau - \rho_2 f_2 v_2 \Delta \tau. \end{aligned}$$

Сокращая обе части полученного выражения на $\Delta\tau$ и разделив их на g и на $m = \rho f v$, после соответствующих преобразований получим

$$\frac{v_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \frac{v_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g}. \quad (27-23)$$

Уравнение (27-23) выведено для произвольных сечений струйки 1-1 и 2-2, поэтому оно справедливо для любого сечения струйки и его можно записать в виде

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = \text{const}. \quad (27-24)$$

Уравнения (27-23) и (27-24) называются *уравнением Бернулли* для элементарной струйки идеальной жидкости. Все три члена уравнения имеют линейную размерность. Величина z , являясь геометрической высотой, измеряется в метрах. Проверив размерность остальных двух членов уравнения, получим:

$$\left[\frac{p}{\rho g} \right] = \left[\frac{\text{н} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{м}} \right] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{сек}^2}{\text{сек}^2 \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{м}} \right] = [\text{м}];$$

$$\left[\frac{v^2}{2g} \right] = \left[\frac{\text{м}^2 \cdot \text{сек}^2}{\text{сек}^2 \cdot \text{м}} \right] = [\text{м}].$$

Трехчлен $z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g}$ называют *полным напором* и обозначают H . Тогда уравнение (27-24) можно переписать

$$H = z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g},$$

где z — геометрический напор;

$\frac{p}{\rho g}$ — пьезометрический напор;

$\frac{v^2}{2g}$ — скоростной напор.

Применение уравнения Бернулли. В определении давления трех рассмотренных напоров заложен принцип действия приборов, измеряющих расход и скорость жидкости.

Простейшим прибором для измерения скорости в *открытом* потоке служит *трубка Пито* (рис. 27-8). Она представляет собой изогнутую стеклянную трубку небольшого диаметра, установленную в потоке открытым концом навстречу течению. При этом жидкость в трубке поднимается на высоту h , равную скоростному напору

$$h = \frac{v^2}{2g}.$$

Откуда

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Фактически наличие трубки в потоке несколько изменит общее распределение давления, и поэтому скорость определяют по формуле

$$v = \varphi \sqrt{2gh}, \quad (27-25)$$

где φ — поправочный коэффициент, который находят экспериментально для каждой трубки Пито.

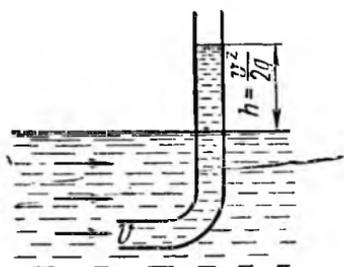


Рис. 27-8. Трубка Пито

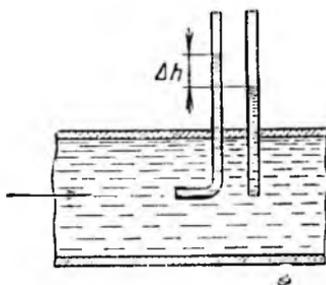


Рис. 27-9. Трубка Прандтля

Более сложным прибором является работающая по тому же принципу *трубка Прандтля* (рис. 27-9), предназначенная для измерения скорости жидкости в *закрытых* трубопроводах. Трубка Прандтля составлена из трубки Пито и обычной пьезометрической трубки.

Трубка Пито показывает полный напор $\frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g}$, а пьезометрическая трубка — напор $\frac{p}{\rho g}$. Разность этих напоров $\frac{v^2}{2g}$ равна разности Δh уровней в обеих трубках. Таким образом,

$$v = \sqrt{2g\Delta h}.$$

Для того чтобы учесть влияние вязкости и внесенное трубкой изменение в распределение скоростей и давлений в потоке, вводят поправочный коэффициент φ

$$v = \varphi \sqrt{2g\Delta h}. \quad (27-26)$$

Коэффициент φ обычно близок к единице и определяется экспериментально.

Расход жидкости измеряют *трубчатым водомером Вентури* (рис. 27-10). Составим уравнение Бернулли для сечений 1-1 и 2-2 и, преобразуя, получим

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho g} = \frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g},$$

но

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho g} = h,$$

поэтому

$$h = \frac{1}{2g} (v_2^2 - v_1^2). \quad (27-27)$$

Из уравнения неразрывности (27-8) имеем

$$v_1 = \frac{Q}{F} \text{ и } v_2 = \frac{Q}{F_2}.$$

Подставив значения v_1 и v_2 в формулу (27-27) и решив полученное уравнение относительно Q , найдем

$$Q = F_2 \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2}} = \sigma \sqrt{h}, \quad (27-28)$$

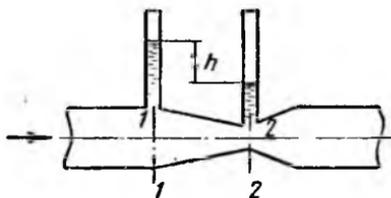


Рис. 27-10. Водомер Вентури

где $\sigma = F_2 \sqrt{\frac{2g}{1 - \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2}}$ — постоянная величина, которую обычно определяют при градуировании прибора.

§ 6. Движение жидкости по трубам

Уравнение Бернулли для потока реальной жидкости. В предыдущем параграфе было выведено уравнение Бернулли для стационарного течения *струи идеальной жидкости*. На практике же приходится иметь дело с *потоком реальной жидкости*. Выясним, какие изменения необходимо внести в уравнение Бернулли, чтобы оно стало применимо для потока реальной жидкости.

Первое изменение состоит в том, что при выводе уравнения Бернулли (27-24) для струйки идеальной жидкости скорости v во всех точках поперечного сечения струйки принимали одинаковыми. Поэтому член уравнения $\frac{v^2}{2g}$ выражал действительную удельную кинетическую энергию струйки.

В потоке реальной жидкости скорости в разных точках поперечного сечения различны, и в расчет вводят среднюю скорость. Подсчитанное по средней скорости значение удельной кинетической энергии потока оказывается несколько меньше ее действительной величины. Поэтому в уравнение Бернулли для потока реальной жидкости вводят поправочный коэффициент $\alpha > 1$.

Второе изменение связано с тем, что при движении реальной жидкости часть энергии расходуется на преодоление различных

сопротивлений движению жидкости. Поэтому в уравнение Бернулли вводится поправочный член h_n , учитывающий потери напора на некотором участке 1-2.

С учетом этих поправок уравнение Бернулли для потока реальной жидкости принимает вид

$$\alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 = \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + h_n. \quad (27-29)$$

Поправочный коэффициент α определяют опытным путем. Для ламинарного режима течения жидкости в круглой трубе $\alpha = 2$, а для турбулентного режима $\alpha = 1,04 \div 1,13$.

В гидравлике различают два вида потерь: *линейные потери* h_τ и *потери на местные сопротивления* h_μ . Полная потеря напора равна

$$h_n = h_\tau + h_\mu.$$

Линейные потери напора. Линейные потери напора представляют собой потери на преодоление внутреннего трения между различными слоями жидкости, движущимися относительно друг друга. Поэтому величина внутреннего трения существенно зависит от распределения скоростей в потоке, а следовательно, и от режима течения жидкости.

Найдем сначала потерю напора h_τ при стационарном течении ламинарного потока по круглой трубе. Выделим мысленно в жидкости соосный с трубой цилиндр длиной l и радиусом y . С внешней стороны на поверхность цилиндра действует касательное напряжение вязкого трения, которое по формуле (25-6) равно

$$\tau = \mu \frac{dv}{dy}.$$

Следовательно, на всю поверхность цилиндра $F = 2\pi y l$ действует сила

$$P = 2\pi y l \mu \frac{dv}{dy}. \quad (27-30)$$

Поскольку течение стационарно, то эта сила уравновешивается разностью сил давления $p_1 \pi y^2$ и $p_2 \pi y^2$ на торцах цилиндра. Таким образом

$$2\pi y l \mu \frac{dv}{dy} + (p_1 - p_2) \pi y^2 = 0,$$

откуда

$$dv = -\frac{p_1 - p_2}{2\mu l} y dy.$$

Для того чтобы обеспечить равенство $v = 0$ при $y = r$, где r — радиус трубы, последнее уравнение следует проинтегрировать по dv от 0 до v , а по dy от r до y

$$v(y) = \frac{p_1 - p_2}{2\mu l} \int_r^y y dy = \frac{p_1 - p_2}{4\mu l} (r^2 - y^2). \quad (27-31)$$

Итак, при ламинарном течении вязкой жидкости по круглому трубопроводу распределение скоростей в потоке [как это следует из формулы (27-31)] имеет параболический характер (рис. 27-11).

Интегрируя формулу (27-31) по поперечному сечению потока, получим формулу Пуазейля для определения секундного расхода Q жидкости

$$Q = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{p_1 - p_2}{\mu l} r^4. \quad (27-32)$$

Используя равенства (27-32) и (27-7), можно определить среднюю скорость $v_{\text{ср}}$ потока, с которой обычно приходится иметь дело во всех гидравлических расчетах. Обычно индекс «ср» отбрасывают и среднюю скорость обозначают через v

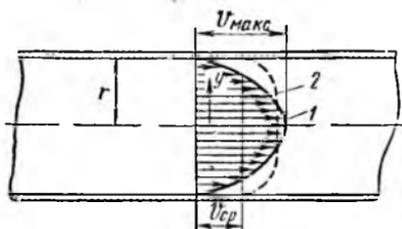


Рис. 27-11. Распределение скоростей в круглой трубе:
1 — при ламинарном течении; 2 — при турбулентном течении

$$v = \frac{1}{\pi r^2} Q = \frac{1}{8} \cdot \frac{p_1 - p_2}{\mu l} r^2.$$

С помощью последней формулы найдем перепад давлений $p_1 - p_2$ и определим величину линейной потери h_τ :

$$h_\tau = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} = \frac{8\mu l}{\rho g r^2} v. \quad (27-33)$$

Из полученной формулы видно, что при ламинарном установившемся течении величина h_τ пропорциональна скорости потока. Если вместо радиуса трубы r использовать ее диаметр $d = 2r$ и число Рейнольдса $Re = \frac{\rho v d}{\mu}$, то формулу (27-33) можно привести к виду

$$h_\tau = \frac{64}{Re} \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}. \quad (27-34)$$

Уравнение (27-34) может быть использовано при любых режимах течения жидкости и записывают его в виде формулы Дарси—Вейсбаха

$$h_{\tau} = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g}, \quad (27-35)$$

где λ — коэффициент трения, являющийся функцией числа Рейнольдса.

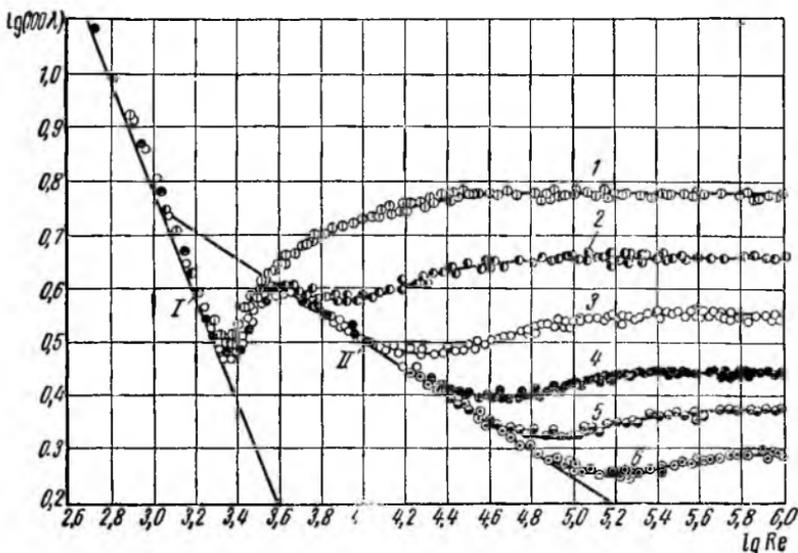


Рис. 27-12. График Никурадзе

При ламинарном течении, т. е. при параболическом распределении скоростей, величина λ определяется формулой Пуазейля

$$\lambda = \frac{64}{Re}.$$

Распределение скоростей в потоке с развитой турбулентностью не имеет параболического характера (см. рис. 27-11), поэтому коэффициент трения $\lambda \neq \frac{64}{Re}$ и его зависимость от числа Рейнольдса определяются степенью шероховатости труб.

Эту зависимость в 1932 г. экспериментально исследовал Никурадзе на трубах с искусственной равномерной шероховатостью. Результаты его исследований представлены на рис. 27-12, где по оси ординат отложен $\lg(100\lambda)$, а по оси абсцисс — $\lg Re$. На рисунке представлены шесть кривых, полученных для труб с различной относительной шероховатостью, которая характеризуется

безразмерной величиной $\epsilon = \frac{k}{r}$, где k — средний размер шероховатости, а r — радиус трубы.

В нижеследующей таблице приведены значения ϵ для каждой кривой

№ кривой	ϵ	№ кривой	ϵ
1	0,066	4	0,00793
2	0,0328	5	0,00397
3	0,0166	6	0,00197

Анализируя кривые Никурадзе, можно прийти к выводу, что график распадается на пять зон.

Первая зона ($Re < 2300$, чему соответствует $\lg Re < 3,36$) — область ламинарного течения. Кривые для труб разной шероховатости в этой зоне совпадают с прямой I, на которой $\lambda = \frac{64}{Re}$.

Вторая зона ($2300 < Re < 4000$) — область перехода из ламинарного режима в турбулентный.

Третья зона ($4000 < Re < 80 \cdot 10^3$) — так называемая область «гладких» труб, в которой λ зависит только от числа Рейнольдса Re и не зависит от шероховатости. Это происходит потому, что при движении жидкости с числом Рейнольдса в пределах третьей зоны, шероховатость трубы оказывается погруженной в ламинарный пограничный слой и поэтому, как и в первой зоне, не оказывает влияния на величину коэффициента трения λ . Как это видно из графика Никурадзе, различные кривые на некотором участке (в пределах третьей зоны) укладываются на одну прямую (прямая II).

Четвертая зона ($80 \cdot 10^3 < Re < 1000 \cdot 10^3$) — область шероховатых труб, в ней λ зависит как от ϵ , так и от Re .

Пятая зона ($Re > 1000 \cdot 10^3$) — квадратичная область, в которой λ уже практически не зависит от числа Рейнольдса и является функцией только относительной шероховатости ϵ .

С помощью графика Никурадзе легко получить значения коэффициентов трения λ для труб различной шероховатости. В первой зоне, как уже отмечалось, величина коэффициента трения определяется формулой Пуазейля $\lambda = \frac{64}{Re}$. Для расчета λ в других зонах удобно пользоваться следующими формулами:

во второй зоне (по исследованиям Н. В. Френкеля)

$$\lambda = \frac{2,7}{Re^{0,53}}; \quad (27-36)$$

в третьей, четвертой и пятой зонах

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left[\frac{\epsilon}{7,4} + \left(\frac{6,81}{Re} \right)^{0,9} \right]. \quad (27-37)$$

Для области «гладких» труб в равенстве (27-37) первым слагаемым в квадратных скобках можно пренебречь, а для квадратичной зоны можно пренебречь вторым слагаемым.

Местные потери напора. Местными сопротивлениями называют различные препятствия в трубопроводах — вентили, колена, краны, диффузоры и т. п.

При протекании жидкости через местные сопротивления возникают области вихревого неупорядоченного движения. На рис. 27-13 эти области представляются отделенными от основного потока по

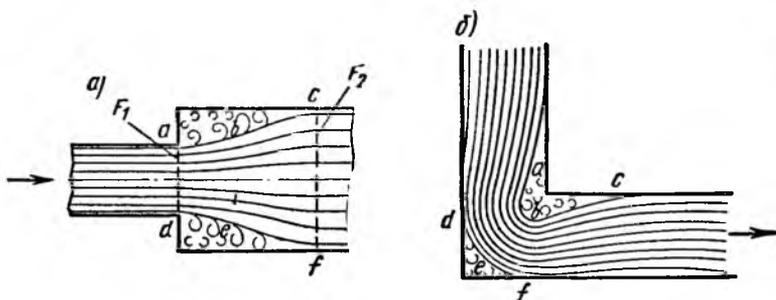


Рис. 27-13. Местные сопротивления:
а—расширение трубы; б—колено

верхностями раздела abc и def . Потери напора на местные сопротивления обусловлены большими затратами энергии на внутреннее трение в подобных областях. Для самых разнообразных местных сопротивлений зависимость этих потерь от скорости можно считать квадратичной и записать в виде

$$h_{\text{л}} = \zeta \frac{v^2}{2g}, \quad (27-38)$$

где v — средняя скорость потока *после* местного сопротивления;
 ζ — коэффициент местного сопротивления.

При внезапном расширении потока от сечения F_1 к F_2 коэффициент ζ можно рассчитывать и при этом он оказывается равным

$$\zeta = \left(\frac{F_2}{F_1} - 1 \right)^2.$$

В диффузоре—коническом расширении трубы от сечения F_1 к F_2 — коэффициент местного сопротивления вычисляется по формуле

$$\zeta = k \left(\frac{F_2}{F_1} - 1 \right)^2,$$

где k — экспериментальный коэффициент. Его зависимость от угла раствора конуса* 26 приведена в следующей таблице:

Угол $2 \theta^\circ$	Коэффициент k	Угол $2 \theta^\circ$	Коэффициент k
5	0,13	70	1,13
15	0,26	90	1,07
30	0,71	120	1,05
50	1,03	160	1,02

Для закруглений трубопровода с углом поворота φ° коэффициент ζ можно определить по формуле Вейсбаха

$$\zeta = \left[0,131 + 0,163 \left(\frac{d}{r} \right)^{3,5} \right] \frac{\varphi^\circ}{90^\circ},$$

где d — диаметр трубы;
 r — радиус скругления.

Различные запорные устройства и тройники также представляют местные сопротивления. Величины коэффициентов местного сопротивления для них можно найти в гидравлических справочниках.

Гидравлический расчет простого водопровода. Простым водопроводом называют трубопровод, не имеющий точек разветвления на всем его протяжении от точки забора A до точки потребления B (рис. 27-14). При расчете водопровода возникают три основные задачи:

- 1) определение перепада (потери) напора, необходимого для пропуска заданного расхода жидкости;
- 2) определение расхода жидкости при заданном перепаде напора;
- 3) определение необходимого сечения трубопровода.

Рассмотрим трубопровод (рис. 27-14), состоящий из n участков труб с коэффициентами трения $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, длинами l_1, l_2, \dots, l_n и диаметрами d_1, d_2, \dots, d_n . Пусть, кроме того, в трубопроводе расположено m местных сопротивлений с коэффициентами $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_m$.

Если по рассматриваемому трубопроводу поднимают воду на высоту z , то при стационарном течении полная потеря напора в соответствии с формулами (27-29), (27-35) и (27-38) будет

$$\Delta H = \frac{p_A - p_B}{\rho g} = z + \sum_{i=1}^n \lambda_i \frac{l_i}{d_i} \frac{v_i^2}{2g} + \sum_{\kappa=1}^m \zeta_\kappa \frac{v_\kappa^2}{2g}. \quad (27-39)$$

Формула (27-39) справедлива при условии, что резервуары достаточно большие (по сравнению с трубами) и поэтому можно счи-

* θ — угол между осью и образующей конуса.

тать жидкость в них покоящейся и пренебречь начальным и конечным динамическими напорами. Если в формуле (27-39) $z < 0$, то это означает, что точка потребления находится ниже точки забора.

Выразив с помощью уравнения неразрывности $v_1 F_1 = v_2 F_2 = \dots = v_n F_n$ все скорости v_i через одну, например v_1 , получим

$$\Delta H = \frac{p_A - p_B}{\rho g} = z + \frac{v_1^2}{2g} \left[\sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i l_i}{d_i} \left(\frac{F_1}{F_i} \right)^2 + \sum_{\kappa=1}^m \zeta_{\kappa} \left(\frac{F_1}{F_{\kappa}} \right)^2 \right].$$

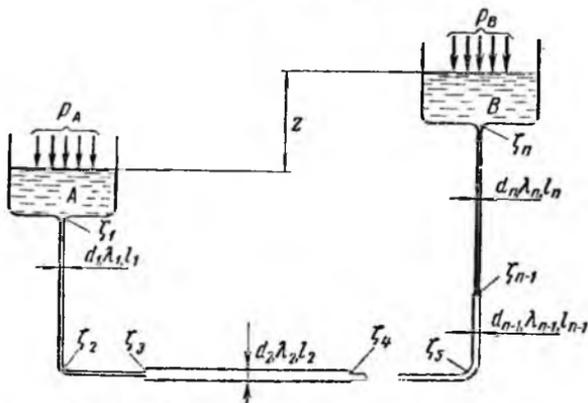


Рис. 27-14. Схема простого водопровода

Если выражение в квадратных скобках обозначить через $\zeta_{\text{сист}}$, то

$$\Delta H = \frac{p_A - p_B}{\rho g} = z + \zeta_{\text{сист}} \frac{v_1^2}{2g}. \quad (27-40)$$

Так как $Q = v_1 F_1$, то формулу (27-40) можно переписать в виде

$$\Delta H = \frac{p_A - p_B}{\rho g} = z + \zeta_{\text{сист}} \frac{Q^2}{2g F_1^2}. \quad (27-41)$$

Решив формулу (27-41) относительно Q , найдем

$$Q = \frac{F_1}{\sqrt{\zeta_{\text{сист}}}} \sqrt{2g(\Delta H - z)}. \quad (27-42)$$

Формулы (27-41) и (27-42) решают первую и вторую из поставленных выше задач.

Решение третьей задачи сводится к определению диаметра трубопровода при заданном расходе жидкости. Подачу заданного количества жидкости можно осуществить через трубопроводы различных диаметров. Чем меньшим будет диаметр трубопровода, тем меньше потребуется металла на его изготовление и соответственно снизится стоимость. Однако при заданном расходе жидкости с уменьшением диаметра трубопровода увеличивается и скорость ее течения, а следовательно, увеличиваются и потери напора, так как по формуле (27-40) потери напора пропорциональны квадрату скорости течения жидкости.

Из сказанного следует, что для прокачивания жидкости по более дешевому трубопроводу (меньшего диаметра) потребуются более дорогие насосы, развивающие более высокое давление и потребляющие больше энергии. Таким образом, видно, что экономия на стоимости трубопровода одновременно приводит к удорожанию стоимости насосной установки и повышению эксплуатационных расходов. Поэтому задача о выборе диаметра трубопровода требует для своего решения не только технических, но и экономических расчетов.

Очевидно, существует какой-то диаметр трубопровода, при котором сумма затрат средств на перекачивание жидкости, амортизацию трубопровода и его ремонт будут минимальными. Этот диаметр и будет оптимальным диаметром трубопровода.

Различные исследования показали, что оптимальный диаметр трубопровода соответствует определенной скорости течения жидкости, порядка $v = 1$ м/сек. Используя формулу (27-7) и выразив в ней площадь F через диаметр d , можно написать

$$Q = vF = v \frac{\pi d^2}{4},$$

откуда

$$d = \sqrt{\frac{4Q}{\pi v}}, \quad (27-43)$$

где d — внутренний диаметр трубопровода, м;

Q — расход жидкости, м³/сек;

v — скорость жидкости, м/сек.

Задаваясь несколькими значениями скорости v , определяют по формуле (27-43) расчетное значение соответствующих диаметров трубопровода. Изучая и сравнивая все экономические показатели полученных вариантов трубопроводов разных диаметров, принимают тот из них, при котором получаются минимальные затраты средств на строительство трубопровода и насосных станций, а также минимальный расход энергии на перекачивание жидкости.

§ 7. Гидравлический удар

Гидравлическим ударом называют комплекс явлений, происходящих в жидкости при резком изменении скорости ее течения. При этом в жидкости возникает затухающий колебательный процесс чередования резкого повышения и понижения давления.

Представим себе, что по трубопроводу течет поток со скоростью v . Если резко преградить путь заслонкой, краном или любым запорным приспособлением, то жидкость не сразу остановится по всему трубопроводу. Сначала остановятся передние слои жидкости, находящиеся непосредственно у самой заслонки. Следующие слои, не имея возможности продолжать движение, будут давить на передние слои, сжимать их и тоже останавливаться. В слоях, следующих друг за другом, образуется область повышенного давления, которая в виде ударной волны отразится от задвижки со скоростью c в направлении, обратном движению жидкости.

Ударная волна, достигнув начального сечения трубы, может (в определенных условиях) начать обратное движение к задвижке с той же скоростью, но уже с пониженным давлением. Достигнув сечения задвижки, ударная волна с меньшим давлением опять вернется к начальному сечению трубопровода. Таким образом, при гидравлическом ударе в жидкости возникает чередующийся процесс резкого повышения и понижения давления, который благодаря вязкости жидкости быстро затухает.

Величину скачка давления Δp при полной остановке жидкости в месте возникновения гидравлического удара определяют по формуле, выведенной русским ученым Н. Е. Жуковским:

$$\Delta p = \rho v c, \quad (27-44)$$

где ρ — плотность жидкости;

v — скорость жидкости до установки;

c — скорость распространения ударной волны, которая обычно близка к скорости распространения звука в данной жидкости.

В предыдущих параграфах при рассмотрении жидкости считали, что она несжимаема. Однако способность жидкости сжиматься (хотя бы очень незначительно) уменьшает в несколько раз силу гидравлического удара. Кроме того, некоторая деформация трубы при гидравлическом ударе также снижает его силу. Но несмотря на это, скачок давления при гидравлическом ударе достигает значений десятков и даже сотен атмосфер.

Поэтому для предотвращения или для ослабления гидравлического удара устанавливают запорные устройства такого типа, которые не сразу, а постепенно преграждают путь движущемуся потоку. Иногда устанавливают перед задвижками воздушные колпаки или пружинные компенсаторы, воспринимающие на себя повышенное давление и локализирующие распространение гидравлического удара.

§ 8. Истечение жидкости через отверстия и насадки

Истечение жидкости из отверстий. Рассмотрим истечение идеальной жидкости через отверстие в дне сосуда (рис. 27-15, а). Будем считать, что вся жидкость в сосуде представляет собой единую трубку тока, начинающуюся на свободной поверхности жидкости и заканчивающуюся в выходном отверстии площадью f_0 . Примем, что сосуд открыт и истечение происходит в атмосферу. Тогда давление на свободной поверхности жидкости и давление в среде, куда вытекает жидкость, равны атмосферному

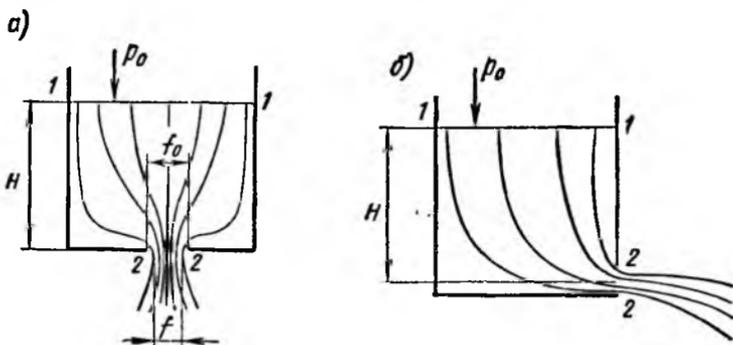


Рис. 27-15. Истечение жидкости через отверстия

давлению p_0 . Составим уравнение Бернулли для двух сечений трубки тока (свободной поверхности 1-1 и выходного отверстия 2-2) и, пренебрегая скоростью жидкости на свободной поверхности, получим

$$H + \frac{p_0}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g} + \frac{v_0^2}{2g},$$

где H — геометрический напор в центре отверстия;

v_0 — скорость течения жидкости в выходном отверстии.

Из этого уравнения вытекает знаменитая формула Торричелли, названная именем итальянского физика (1608—1647), определяющая скорость истечения жидкости,

$$v_0 = \sqrt{2gH}.$$

Расход вытекающей жидкости определится следующим образом:

$$Q_0 = v_0 f_0 = f_0 \sqrt{2gH}. \quad (27-45)$$

Если происходит истечение жидкости через отверстие в боковой стенке сосуда (рис. 27-15, б), которое столь мало, что давление по его сечению можно считать постоянным, то проведенное выше рассуждение остается справедливым и для этого случая.

Для расчета скорости и расхода реальной жидкости необходимо учесть два следующих фактора: 1) выходное отверстие является местным сопротивлением для вытекающей струи; 2) живое сечение f вытекающей струи несколько меньше площади f_0 отверстия в стенке, потому что частицы жидкости при входе в отверстие не могут резко изменить направление своего движения.

Влияние первого фактора учитывается коэффициентом скорости $\psi < 1$

$$v = \psi \sqrt{2gH} = \psi v_0. \quad (27-46)$$

Для воды в среднем $\psi = 0,97$.

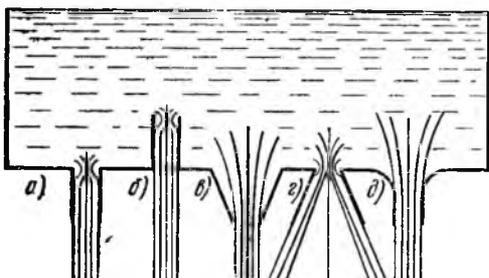


Рис. 27-16. Основные типы насадков: а и б—внешний и внутренний цилиндрические насадки; в и г—сходящийся и расходящийся насадки; д—насадок криволинейного очертания, имеющий форму сжатой струи

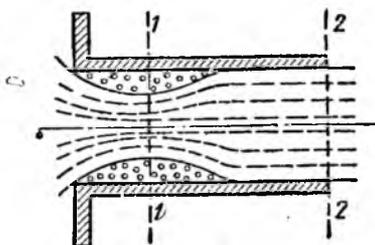


Рис. 27-17. Поток в цилиндрическом насадке

Второй фактор учитывается коэффициентом сжатия α , причем

$$f = \alpha f_0. \quad (27-47)$$

Для воды можно считать в среднем $\alpha = 0,67$.

Из формул (27-46) и (27-47) следует

$$Q = \alpha \psi f_0 \sqrt{2gH} = \alpha \psi Q_0 = \mu Q_0. \quad (27-48)$$

где $\mu = \alpha \psi$ — коэффициент расхода.

Истечение жидкости через насадки. На практике часто бывает необходимо увеличить коэффициент расхода, добиться сохранения формы струи (гидромонитор, брандспойт) и т. п. Для этой цели в технике применяют различные насадки. Основные типы их схематически представлены на рис. 27-16. При течении жидкости к концу насадка поток полностью занимает его сечение (рис. 27-17, сечение 2-2) и поэтому коэффициент сжатия $\alpha = 1$. Кроме того, при входе в насадок образуется застойная зона (рис. 27-17, сечение 1-1): диаметр струйки уменьшается, и создается область пониженного давления, подсасывающая жидкость в насадок, вследствие чего возрастает коэффициент расхода $\mu = \psi$.

Отметим, что наличие застойной зоны приводит к дополнительным потерям на трение в жидкости, поэтому коэффициент скорости ψ ни в каких насадках не превышает значения 0,97 для случая истечения из отверстия в тонкой стенке.

Коэффициент расхода $\mu = \psi$ для приведенных на рис. 27-16 типов насадок имеет следующие значения:

Тип насадка	μ	Тип насадка	μ
Внешний цилиндрический	0,82	Расходящийся конический с наклоном образующих к оси 5°	0,57
Внутренний цилиндрический	0,71		
Сходящийся конический с наклоном образующих к оси 5°	0,92	Конoidalный (в форме сжатой струи)	0,97

Глава XXVIII

НАСОСЫ

§ 1. Основные понятия

Насосами называют машины, предназначенные для подъема и перемещения жидкостей: воды, нефти, бензина, керосина, масел и др. При перекачке жидкостей, обладающих большой вязкостью (например, мазут), их предварительно подогревают для уменьшения вязкости.

Наиболее распространенными типами насосов являются *поршневые* и *центробежные*. Кроме этих двух типов, применяют также насосы *струйные*, *пропеллерные*, *винтовые*, *шестеренчатые*, *крыльчатые* и др.

§ 2. Центробежные насосы

На рис. 28-1 приведена схема центробежного насоса, расположенного на расстоянии z_1 выше уровня жидкости, которая находится в приемном резервуаре. Жидкость из приемного резервуара через фильтр 5 и приемный клапан 4 по всасывающему трубопроводу 3 поднимается к центральной части быстровращающегося рабочего колеса 1 с лопатками. Заполняя пространство между лопатками, жидкость вращается вместе с колесом и под действием центробежной силы отбрасывается к периферии колеса, заполняет неподвижную спиральную камеру 2 корпуса насоса, откуда и поступает по нагнетательному трубопроводу 6 на высоту z_2 .

По мере перемещения жидкости от центра рабочего колеса к его периферии в центральной части колеса создается разрежение. Так как на поверхности жидкости в нижнем резервуаре действует атмосферное давление p_0 , то под действием разности атмосферного давле-

ния и пониженного давления в центробежном колесе жидкость поднимается на высоту z_1 , по всасывающему трубопроводу в насос и заполняет центральную часть колеса насоса, отбрасывается к периферии колеса и т. д.

Как видно из рис. 28-1, при расположении насоса выше уровня приемного резервуара, корпус насоса, рабочее колесо и часть всасывающей трубы могут оказаться не заполненными перекачиваемой жидкостью. Если в таком положении включить насос, то из-за

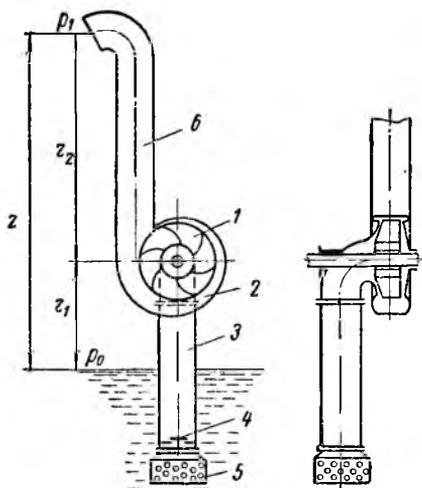


Рис. 28-1. Схема центробежного насоса

незначительной плотности воздуха (по сравнению с плотностью жидкости) возникающее разрежение окажется недостаточным и жидкость не сможет засасываться в трубопровод и насос, а следовательно, насос не сможет перекачивать жидкость. Поэтому клапан 4, установленный в нижней части всасывающего трубопровода, при остановке насоса автоматически закрывается и на него давит столб жидкости, находящейся в корпусе насоса и трубопроводе. Таким образом, после остановки насоса жидкость из корпуса насоса и всасывающей трубы не вытекает обратно в приемный резервуар. При следующем запуске насоса его колесо оказывается залитым жидкостью, что и необходимо для получения разрежения во всасывающем трубопроводе. Если корпус насоса не заполнен, то перед пуском его заполняют жидкостью через специальное отверстие, не показанное на рис. 28-1.

В тех случаях когда центробежный насос устанавливают ниже приемного резервуара, то после открытия задвижки на всасывающем трубопроводе насос заливается жидкостью. Такой «затопленный» насос всегда готов к пуску.

Напор насоса. Чтобы перекачать жидкость из нижнего резервуара (см. рис. 28-1), двигатель должен сообщить насосу необходимую энергию. Удельная энергия, которую получает от двигателя 1 кг жидкости, прошедший через насос, называется *напором насоса* и обозначается H .

Напор насоса H равен сумме напоров, необходимых для: подъема жидкости на геодезическую высоту z , преодоления разности давлений в резервуарах $p_1 - p_0$, преодоления гидравлических сопротивлений $h_{\text{сопр}}$ во всасывающем и нагнетательном трубопроводах,

сообщения Q скорости жидкости во всасывающем и нагнетательном трубопроводах.

Пренебрегая потерей напора на сообщение скорости жидкости, без большой погрешности полный напор насоса определится формулой

$$H = z + \frac{p_1 - p_0}{\rho g} + h_{\text{сопр}}. \quad (28-1)$$

Х а р а к т е р и с т и к а н а с о с а. Основными параметрами, характеризующими работу насоса, являются: производительность (подача) Q , напор H , мощность N , к. п. д. η и число оборотов в минуту n колёса насоса.

Производительность насоса, напор и потребляемая насосом мощность изменяются при изменении скорости вращения колеса. Так, например, если увеличить число оборотов колеса в минуту от n_1 до n_2 , то пропорционально возрастет и производительность насоса Q_2 по сравнению с производительностью Q_1

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (28-2)$$

Соответствующие напоры жидкости H_2 и H_1 будут пропорциональны отношению квадратов чисел оборотов n_2^2 и n_1^2

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{n_2^2}{n_1^2}. \quad (28-3)$$

Поскольку мощность N , потребляемая насосом, пропорциональна произведению Q на H , то мощности N_2 и N_1 , потребляемые насосом при разных числах оборотов колеса в минуту, будут пропорциональны отношению кубов чисел оборотов в минуту

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{n_2^3}{n_1^3}. \quad (28-4)$$

На рис. 28-2 приведены кривые изменения напора H , мощности N и к. п. д. η в зависимости от подачи насоса Q при постоянном числе оборотов n . Эти кривые называют *характеристикой насоса*.

Рассмотрение характеристики центробежного насоса показывает, что напор H , развиваемый насосом при постоянной скорости вращения вала и колеса насоса, не остается постоянным, а изменяется в зависимости от подачи насоса, т. е. в зависимости от количества жидкости Q , перекачиваемой насосом за 1 сек.

Так, например, для насоса, характеристика которого приведена на рис. 28-2, наибольший напор $H_{\text{макс}}$ соответствует расходу жидкости $Q = 30 \text{ л/сек}$. При дальнейшем увеличении расхода Q напор H , развиваемый насосом, постепенно уменьшается.

Если на нагнетательном трубопроводе полностью закрыть задвижку, подача жидкости центробежным насосом полностью прекращается, т. е. $Q = 0$. При этом, как показывают кривые характеристики, незначительно понизится и напор насоса H .

Вместе с изменением подачи насоса, т. е. с изменением его производительности и соответствующим изменением напора, изменяется мощность N , потребляемая насосом, а также и к. п. д., как показано на характеристике рис. 28-2.

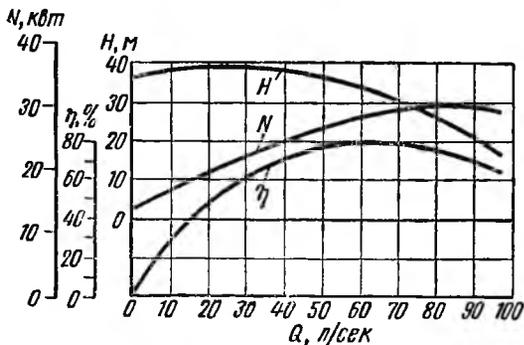


Рис. 28-2. Характеристика центробежного насоса

Минимальная мощность, потребляемая насосом при полностью закрытой задвижке на нагнетательном трубопроводе, соответствует так называемому холостому ходу насоса, т. е. работе насоса при $Q = 0$. При $Q=0$ к. п. д. $\eta = 0$, так как полезной работы по перемещению жидкости насос не совершает, а затрачиваемая

мощность холостого хода целиком расходуется лишь на преодоление механических потерь от всех видов трения в насосе (трение в подшипниках и уплотнениях вала, трение жидкости, заполняющей корпус насоса о лопасти колеса, и т. п.).

Из рассмотрения характеристики насоса (см. рис. 28-2) видно, что наиболее высокий к. п. д. порядка 79—80% достигается для данного насоса при вполне определенном расходе жидкости $Q = 60 \div 70$ л/сек, а дальнейшее уменьшение или увеличение расхода приводит к понижению к. п. д. насоса.

Это показывает, что, пользуясь характеристикой насоса, можно установить (или выбрать) те режимы, при которых насос работает при наибольших значениях к. п. д., т. е. наиболее экономично использовать энергию, потребляемую насосом. По расходу жидкости и значениям к. п. д. можно также судить о целесообразности использования насоса в заданных условиях.

Имея в виду зависимости (28-2), (28-3) и (28-4) и зная характеристику насоса при каком-то определенном числе оборотов n_1 , всегда можно построить характеристику его при другом числе оборотов n_2 .

§ 3. Поршневые насосы

Основными частями поршневого насоса (рис. 28-3) являются: цилиндр с поршнем или плунжером, клапанная коробка, всасывающие и нагнетательные клапаны и трубопроводы.

Рабочий орган насоса — поршень 2, соединенный штоком 3 с кривошипным механизмом, совершает внутри цилиндра 1 возвратно-поступательное движение. Для того чтобы между поршнем и цилиндром не происходила утечка жидкости, на боковой поверхности поршня устанавливают металлические или резиновые уплотнительные кольца, плотно прилегающие к внутренней стенке цилиндра. Расстояние S , на которое перемещается поршень внутри цилиндра от одной мертвой точки до другой, называют *длиной хода поршня*. Два хода поршня (всасывающий и нагнетательный), совершаемые при одном обороте вала кривошипного механизма, называют *одним двойным ходом поршня*.

В клапанной коробке размещены клапаны — всасывающий 6 и нагнетательный 8. Пространство между поршнем и клапанами называют *рабочей камерой насоса*. Всасывающая труба 5 через всасывающий клапан 6 соединяет рабочую камеру с приемным (нижним) резервуаром 4, а нагнетательная труба 9 через нагнетательный клапан 8 — с нагнетательным (верхним) резервуаром, из которого жидкость поступает к месту потребления.

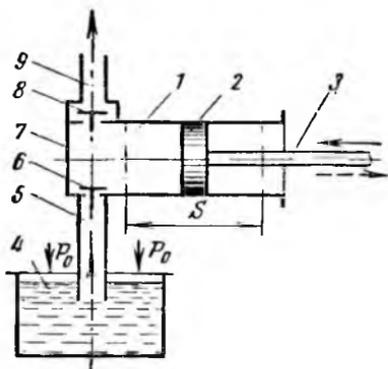


Рис. 28-3. Схема поршневого насоса

Насос, у которого поршень выталкивает жидкость только одной своей торцевой частью, называют *насосом простого действия*. Если цилиндр насоса имеет две рабочие камеры, расположенные по обим сторонам поршня, и поршень поочередно выталкивает жидкость из них, то такой насос называют *насосом двойного действия*.

Рассмотрим принцип работы поршневого насоса простого действия (см. рис. 28-3). Допустим, что поршень насоса передвигается вправо, совершая ход всасывания. При этом объем рабочей камеры увеличивается, а давление в ней уменьшается и становится ниже атмосферного, т. е. в камере создается разрежение. Свободная поверхность жидкости в нижнем резервуаре (бассейне, из которого насос забирает жидкость) находится под атмосферным давлением p_0 . Под действием разности между давлением атмосферы и пониженным давлением $p_{вс}$ в рабочей камере цилиндра создается разрежение и жидкость из резервуара устремляется по всасывающей трубе в цилиндр и, открыв всасывающий клапан, заполняет пространство рабочей камеры насоса. Когда поршень займет крайнее правое положение, жидкость заполнит рабочую камеру и всасывающий клапан закроется.

При обратном движении поршня справа налево (нагнетательный ход) поршень давит на жидкость, заполнившую полость цилиндра и

рабочую камеру, и выталкивает ее через нагнетательный клапан в нагнетательную трубу.

В насосах высоких давлений роль поршня выполняет плунжер — длинный цилиндрический стакан 1 (рис. 28-4).

На рис. 28-5 представлена схема вертикального поршневого насоса двойного действия. По обеим сторонам цилиндра такого насоса находятся две самостоятельные рабочие камеры с соответствующими всасывающими 2 и 5 и нагнетательными 3 и 4 клапанами. При движении поршня 1 сверху вниз в верхней камере происходит вса-

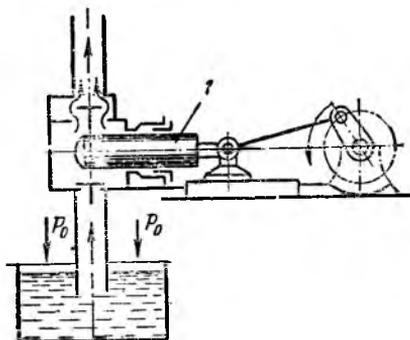


Рис. 28-4. Схема плунжерного насоса простого действия

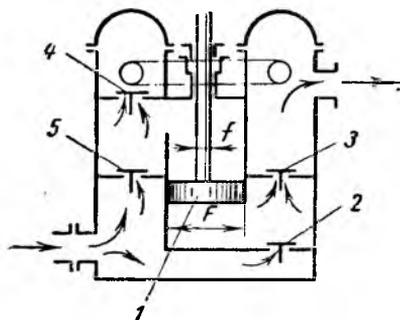


Рис. 28-5. Схема вертикального поршневого одноцилиндрового насоса двойного действия

сывание жидкости через клапан 5. Одновременно вторая сторона поршня вытесняет жидкость из нижней камеры через клапан 3. Когда поршень движется снизу вверх, в нижней камере происходит всасывание, а в верхней — нагнетание.

Многоцилиндровые насосы представляют собой соединение в одном агрегате нескольких насосов одинарного или двойного действия. Они приводятся в движение от одного общего вала и одного двигателя. На рис. 28-6 приведена схема двухцилиндрового плунжерного насоса. Плунжеры 1 и 2 связаны между собой тягой 3.

В о з д у ш н ы е к о л п а к и. Поршень насоса движется возвратно-поступательно. Поэтому его скорость не равномерна, а изменяется от нуля в мертвых положениях до максимума в средних. Всасывание и нагнетание жидкости, особенно в одноцилиндровых насосах простого действия, происходит также неравномерно. В период, когда поршень ускоряет свое движение, может произойти отрыв жидкости от поршня во всасывающем трубопроводе, а это сопровождается следующими вредными явлениями.

Во-первых, когда поршень замедлит движение или изменит направление своего движения на обратное, жидкость, продолжая по инерции подниматься, столкнется с поршнем, в результате чего

произойдет гидравлический удар, который создает большую перегрузку механизмов насоса и может привести его к поломке.

Во-вторых, при отрыве жидкости от поршня насос может потерять способность всасывания, заполнение его цилиндра прекратится и подача жидкости приостановится.

Для выравнивания пульсаций скорости и давления жидкости, а также для получения более плавного и равномерного ее течения во всасывающем и нагнетательном трубопроводах насосы снабжают особыми устройствами, так называемыми *воздушными колпаками*.

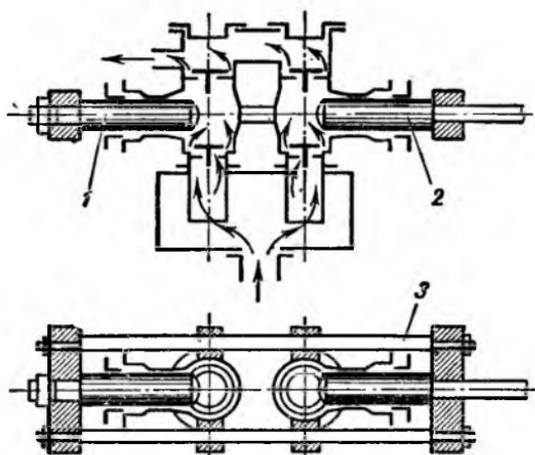


Рис. 28-6. Схема горизонтального плунжерного насоса с двумя плунжерами

На рис. 28-7 представлена схема плунжерного насоса простого действия, снабженного воздушными колпаками на всасывающем и нагнетательном трубопроводах. Верхняя часть внутренней полости воздушных колпаков заполнена воздухом, а нижняя — перекачиваемой жидкостью.

Когда плунжер 2 движется с максимальной скоростью и подача жидкости превышает среднюю подачу, избыток жидкости поступает в нагнетательный колпак 3. Уровень жидкости в колпаке при этом повышается и жидкость сжимает воздух, находящийся над ней. Когда же подача жидкости уменьшается (при понижении скорости плунжера) или прекращается совсем (при всасывающем ходе), жидкость под давлением расширяющегося в колпаке воздуха продолжает поступать в нагнетательный трубопровод.

Таким образом, под действием колеблющегося в небольших пределах давления в колпаке жидкость в нагнетательном трубопроводе движется более равномерно, почти с постоянной средней скоростью. Точно так же вследствие колебаний давления воздуха в

нижнем воздушном колпаке I выравниваются колебания скорости движения жидкости при всасывании, чем обеспечивается более равномерное и плавное ее течение по всасывающему тракту.

Производительность насоса. *Производительностью*, или подачей поршневого насоса, называют количество жидкости, подаваемое насосом за один двойной ход поршня в единицу времени.

Среднюю производительность (подачу) насоса обозначают буквой Q и выражают в объемных единицах, отнесенных к секунде или часу ($л/сек$; $м^3/сек$; $м^3/ч$).

Производительность поршневого насоса простого действия определяют по формуле

$$Q = a \frac{Fnli}{60} \text{ м}^3/\text{сек}, \quad (28-5)$$

где F — площадь сечения поршня, $м^2$;

l — ход поршня, $м$;

n — число двойных ходов поршня или число оборотов вала в минуту, $об/мин$;

i — число цилиндров;

a — коэффициент подачи.

Коэффициент подачи учитывает утечку жидкости из насоса через клапаны и другие неплотности, а также приток воздуха в камеру с перекачиваемой жидкостью, снижающей ее наполнение. Обычно $a = 0,85—0,95$. Меньшие значения a принимаются для быстроходных насосов.

В насосах двойного действия рабочий объем той полости цилиндра, в которой находится шток (верхняя камера на рис. 28-5), уменьшается на величину объема, занимаемого штоком. Производительность такого насоса определяют по формуле

$$Q = a \frac{(2F - f) l n i}{60} \text{ м}^3/\text{сек}, \quad (28-6)$$

где f — площадь сечения штока. [Остальные обозначения величин такие же, как в формуле (28-5).]

Если сравнивать два насоса, имеющие одинаковые площади сечения поршней и одинаковые ходы поршней, то их секундная подача жидкости будет зависеть от скоростей движения их поршней. Чем быстрее движется поршень, тем больше жидкости всасывается в цилиндр насоса и подается из него в нагнетательный резервуар за единицу времени.

Однако с увеличением скорости поршня уменьшается время заполнения цилиндра жидкостью и соответственно понижается значение коэффициента подачи a . Производительность насоса с уменьшением коэффициента подачи также уменьшается. Поэтому скорость вращения вала поршневых насосов ограничена и обычно не превышает $250—300 об/мин$.

Высота всасывания. Рассмотрим процесс всасывания жидкости поршневым насосом простого действия без колпака (рис. 28-8). На свободную поверхность жидкости в нижнем резервуаре действует атмосферное давление p_0 . Для того чтобы жидкость из приемного резервуара поднялась по всасывающей трубе на высоту $z_{вс}$ и заполнила рабочую камеру насоса, необходимо создать в ней разрежение. Разрежение в камере создается поршнем при его движении слева направо (ход всасывания).

Вследствие образовавшейся разности давлений $p_0 - p_{вс}$ (где

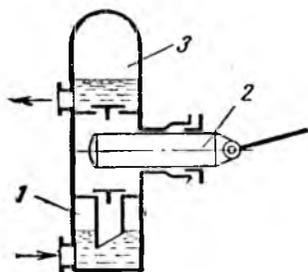


Рис. 28-7. Схема плунжерного насоса простого действия, снабженного воздушными колпаками

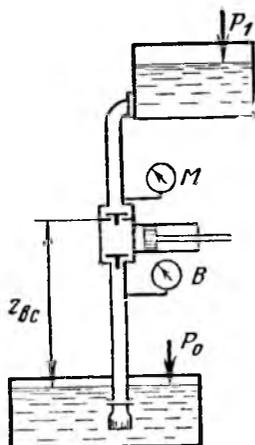


Рис. 28-8. Схема поршневого насоса:
M—манометр; B—вакуумметр

$p_{вс}$ — остаточное абсолютное давление в рабочей камере насоса) создается напор $\frac{p_0 - p_{вс}}{\rho g}$, выраженный в метрах столба жидкости. Часть этого напора затрачивается на подъем жидкости во всасывающем тракте на высоту $z_{вс}$. Остальная же часть напора расходуется на преодоление всех сопротивлений, встречающихся на пути всасываемой жидкости.

Напишем основное уравнение процесса всасывания в поршневых насосах и рассмотрим неизбежные потери напора при всасывании

$$\frac{p_0 - p_{вс}}{\rho g} = z_{вс} + \frac{v^2}{2g} + h_{сопр} + h_{кл} + h_{ин}, \quad (28-7)$$

где $\frac{v^2}{2g}$ — напор, расходуемый на сообщение жидкости, движущейся за поршнем, скорости v , равной скорости движения поршня;

$h_{сопр}$ — напор, теряемый на преодоление всех сопротивлений во всасывающем трубопроводе (в сумму сопротивлений

входят отдельные местные сопротивления и сопротивление трению);

$h_{к.л}$ — напор, расходуемый на преодоление сопротивления открыванию всасывающего клапана;

$h_{ин}$ — напор, расходуемый на преодоление инерции движущегося столба жидкости длиной $l_{вс}$, равной высоте всасывания $z_{вс}$.

Инерционный напор $h_{ин}$ выражается следующей формулой, приведенной без вывода*,

$$h_{ин} = \frac{l_{вс}}{g} \frac{F}{F_{вс}} j, \quad (28-8)$$

где F — площадь сечения поршня;

$F_{вс}$ — сечение всасывающей трубы;

j — ускорение поршня;

g — ускорение силы тяжести.

В начальный момент движения поршня, когда $v = 0$ и $h_{соп} = 0$, создается наибольшее разрежение в цилиндре. В это время величина инерционного напора принимает максимальное значение

$$h_{ин}^{макс} = \frac{l_{вс}}{g} \frac{F}{F_{вс}} \omega^2 r \left(1 + \frac{r}{S} \right), \quad (28-9)$$

где r — радиус кривошипа;

S — длина шатуна;

ω — угловая скорость вращения вала.

Максимально допускаемая высота всасывания жидкости в начальный момент движения поршня определяется выражением

$$z_{вс} = \frac{p_0 - p_{вс}}{\rho g} - \frac{l_{вс}}{g} \frac{F}{F_{вс}} \omega^2 r \left(1 + \frac{r}{S} \right) - h_{к.л}. \quad (28-10)$$

Из формулы (28-10) видно, что высота всасывания быстро уменьшается с увеличением угловой скорости, а следовательно, и с увеличением числа оборотов вала насоса.

Мощность и к. п. д. насоса. Полезная работа L , совершаемая насосом при подаче V м³ жидкости на высоту H , равна

$$L = V \rho g H = \left[\frac{м^3 \cdot кг \cdot м \cdot м}{м^3 \cdot сек^2} \right] = [н \cdot м] = [дж]. \quad (28-11)$$

Следовательно, полезная мощность насоса равна

$$N_{пол} = Q H \rho g = \left[\frac{м^3 \cdot м \cdot кг \cdot м}{сек \cdot м^3 \cdot сек^2} \right] = \left[\frac{н \cdot м}{сек} \right] = [вт], \quad (28-12)$$

где Q — секундный расход жидкости, м³/сек.

* Е л и н В. И. и др. Насосы и компрессоры. М., Гостоптехиздат, 1960, стр. 34.

Однако полезная работа насоса сопровождается дополнительными потерями энергии, затрачиваемой: 1) на преодоление гидравлического сопротивления в самом насосе, что учитывается гидравлическим к. п. д. $\eta_{\text{гидр}}$; 2) на утечку части жидкости из рабочей камеры, что учитывается объемным к. п. д. $\eta_{\text{об}}$; 3) на преодоление трения в механизмах насоса, что учитывается механическим к. п. д. $\eta_{\text{мех}}$.

Полный к. п. д. насоса η равен произведению упомянутых трех к. п. д., т. е.

$$\eta = \eta_{\text{гидр}} \eta_{\text{об}} \eta_{\text{мех}}$$

Обычно полный к. п. д. насоса $\eta = 0,6 \div 0,85$. Меньшие значения η относятся к насосам малой мощности (примерно до 5 *квт*), а большие — к насосам больших мощностей.

Мощность, потребляемая насосом, равна

$$N_{\text{нас}} = \frac{N_{\text{пол}}}{\eta} = \frac{Q \rho g H}{\eta \cdot 1000} \text{ квт.} \quad (28-13)$$

§ 4. Сравнение работы центробежных и поршневых насосов

Основное различие между поршневым и центробежным насосами заключается в следующем. При изменении напора в нагнетательном трубопроводе количество жидкости, подаваемой поршневым насосом, не изменяется. Совсем иначе происходит работа центробежных насосов, у которых количество подаваемой жидкости может быть различным при изменении напора в нагнетательном трубопроводе (см. рис. 28-2).

Если установить задвижку на нагнетательном трубопроводе центробежного насоса и регулировать ею количество жидкости, подаваемое насосом, то, как видно из рис. 28-2, по мере закрывания задвижки подача жидкости будет уменьшаться и при полностью закрытой задвижке прекратится совсем. Напор при этом будет оставаться близким к наибольшему напору насоса, а мощность насоса уменьшится с уменьшением количества жидкости, подаваемой насосом.

Если же задвижку установить на нагнетательном трубопроводе поршневого насоса и попытаться регулировать количество нагнетаемой жидкости, то, поскольку подача поршневого насоса не зависит от давления в нагнетательном трубопроводе, количество жидкости, подаваемой насосом, останется неизменным, несмотря на уменьшение сечения нагнетательного трубопровода задвижкой. Однако по мере уменьшения проходного сечения трубопровода скорость жидкости будет возрастать и давление перед задвижкой соответственно повышаться. Если задвижку закрыть полностью, то давление может стать неограниченно большим. При этом произойдет либо поломка насоса или разрыв трубопровода, либо остановка двигателя из-за перегрузки.

Из сказанного следует, что центробежные насосы могут применяться в условиях, при которых количество перекачиваемой жидкости изменяется в широких пределах. Поршневые насосы целесообразно применять для перекачивания жидкости при постоянной подаче и под высоким давлением.

Центробежные насосы отличаются большей простотой конструкции, меньшими весом, габаритами и стоимостью, чем поршневые, при тех же значениях производительности и давления.

Подача жидкости центробежными насосами происходит равномерно без пульсаций давления.

§ 5. Регулирование подачи насоса

Существует несколько схем регулирования подачи насоса.

Регулирование дросселированием. Подачу центробежных насосов регулируют вентилем, установленным на нагнетательном трубопроводе. Вентиль позволяет изменять пропускное сечение нагнетательного трубопровода. При этом соответственно увеличивается или уменьшается количество подаваемой жидкости Q . В описании рис. 28-2 и в § 2 данной главы было указано, что изменение сечения трубопровода изменяет расход Q и соответственно регулирует напор H . Такое регулирование просто и легко осуществляется и поэтому получило широкое применение. Однако такое регулирование несколько снижает к. п. д. насоса.

Регулирование перепуском. При таком способе регулирования устанавливают перепускной (обводной) трубопровод из нагнетательного во всасывающий. Когда нужно уменьшить подачу, то часть жидкости из нагнетательного трубопровода по обводному перепускается (отводится) во всасывающий трубопровод. Этот способ регулирования также снижает к. п. д. насоса.

§ 6. Насосы других типов

Кроме рассмотренных в § 3 и 4 типов насосов, существуют еще и другие типы насосов. Рассмотрим некоторые из них.

Шестеренчатые насосы. На рис. 28-9, а представлена схема шестеренчатого насоса. В корпусе 1 насоса расположена пара непрерывно вращающихся шестерен 2 и 3, находящихся в зацеплении. Работа насоса основана на следующем. При вращении шестерен каждый зуб одной шестерни, выходя из зацепления, освобождает соответствующий объем во впадине другой шестерни. Под действием атмосферного давления в приемном резервуаре жидкость засасывается в освободившийся объем. При дальнейшем вращении шестерен (см. стрелки на рис. 28-9, а) жидкость, находящаяся между зубьями, вместе с ними перемещается из области всасывания 4 в область нагнетания 5.

В момент, когда зубья шестерен снова входят в зацепление, жидкость, заполнявшая впадины между зубьями обеих шестерен, выдавливается и поступает в нагнетательный патрубок *б*.

Шестеренчатые насосы могут работать с большим числом оборотов (до 3000 об/мин), поэтому они могут быть непосредственно соединены с валом быстроходного двигателя. Они просты по конструк-

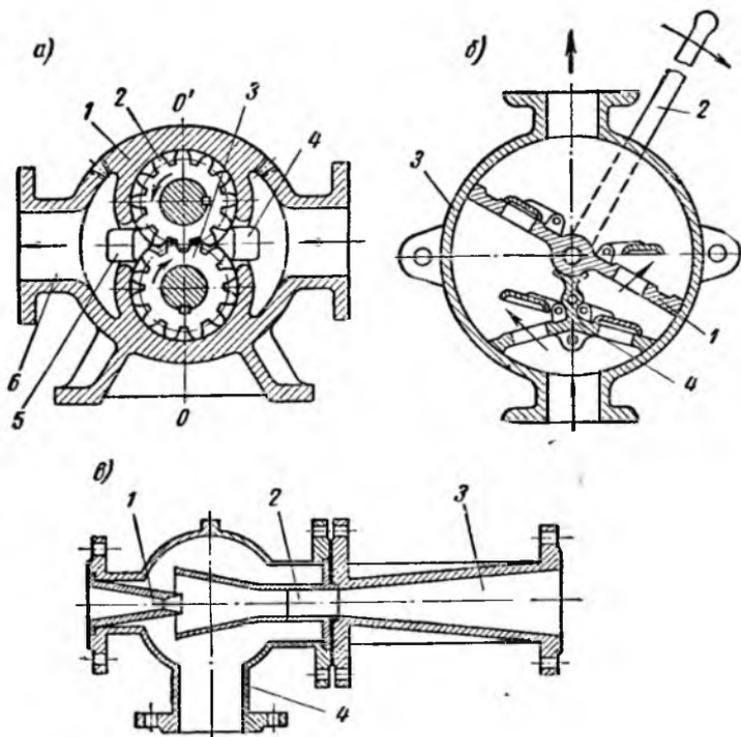


Рис. 28-9. Схемы некоторых насосов

ции, надежны в эксплуатации, отличаются небольшими габаритами и низкой стоимостью и широко применяются на практике.

Витковые насосы. Эти насосы работают по тому же принципу, что и шестеренчатые. Жидкость из области всасывания поступает в промежутки между витками нарезки винтов и переносится по направлению оси вращения винтов в область нагнетания.

Подача винтового насоса отличается равномерностью. Вал насоса непосредственно соединяется с валом двигателя.

Крыльчатые насосы. На рис. 28-9, б представлена схема ручного крыльчатого насоса, который по существу является упрощенной разновидностью поршневого насоса двойного действия. Крыло 1, расположенное в кожухе 3 и снабженное двумя нагнета-

тельными клапанами, выполняет функции поршня. Крыло вручную приводится в колебательное движение рукояткой 2. Под крылом установлена неподвижная перегородка 4 с двумя всасывающими клапанами.

При движении крыла вправо с левой его стороны создается разрежение. Жидкость из приемного резервуара под действием разности давлений засасывается через левый всасывающий клапан и заполняет освободившийся объем рабочей камеры. Одновременно крыло сжимает жидкость, находящуюся в правой половине рабочей камеры, и повышает ее давление. Под действием этого давления правый нагнетательный клапан открывается и жидкость выталкивается в нагнетательный патрубок.

Таким образом, когда в левой половине рабочей камеры происходит всасывание, в правой в это время происходит нагнетание.

Крыльчатые насосы работают при очень низких давлениях, порядка 2—3 ат. Их применяют для перекачивания вручную жидкости из бочек, для откачивания воды из корпусов судов и т. д.

Струйные насосы (эжекторы). Струйные насосы просты по конструкции и надежны в эксплуатации. Их особенностью является полное отсутствие движущихся деталей.

Работа струйного насоса основана на использовании кинетической энергии *рабочей жидкости*, которая, смешиваясь с жидкостью, перекачиваемой насосом, перелает ей часть своей кинетической энергии, и образовавшаяся смесь нагнетается в сеть.

На рис. 28-9, в представлена схема струйного насоса. К соплу 1 подводится рабочая жидкость, имеющая напор, несколько больший напора, создаваемого насосом. Проходя по суживающемуся соплу, рабочая жидкость, теряя часть давления, увеличивает свою скорость. На выходе из сопла вокруг струи рабочей жидкости создается разрежение, перекачиваемая жидкость по трубопроводу через всасывающий патрубок 4 засасывается в смесительную камеру 2 и смешивается с рабочей жидкостью.

Полученная таким образом смесь направляется в диффузор 3, где она теряет скорость, давление ее повышается и далее жидкость выходит в нагнетательный трубопровод.

Рабочей и перекачиваемой жидкостью могут быть как жидкость, так и газ (либо пар) в различных комбинациях.

Струйные насосы имеют низкий к. п. д. Их применяют там, где вследствие быстрого износа невыгодно применять другие дорогостоящие насосы. Так, например, при гидромеханизации строительных и горных работ, при откачке загрязненной песком воды из затопленных помещений и др. Применяют также разновидность струйных насосов — землесосы.

Пропеллерные насосы. Рабочие колеса пропеллерных насосов состоят из нескольких винтовых лопастей, имеющих форму лопастей пропеллера, откуда они и получили свое название. Их также называют *осевыми* насосами, потому что движение

жидкости в них происходит вдоль оси вращения колеса без изменения направления.

Пропеллерные насосы применяют для перекачивания больших количеств жидкости при небольших напорах.

§ 7. Общее понятие о вентиляторах

Вентиляторами называют машины, предназначенные для подачи газа при сравнительно малых напорах, порядка 20—1500 мм вод. ст.

По принципу действия вентиляторы делят на центробежные и осевые.

Центробежные вентиляторы применяют для подачи газа при относительно больших напорах, а *осевые* — при малых напорах, но при больших подачах.

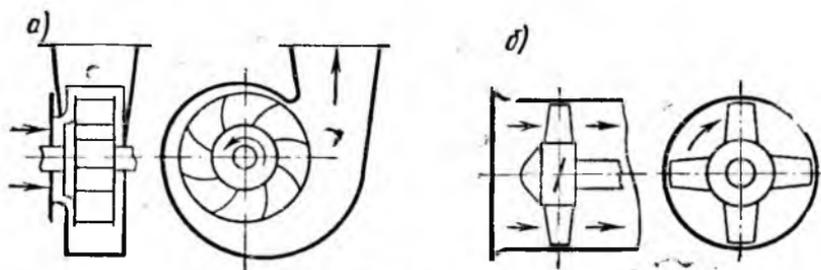


Рис. 28-10. Схемы вентиляторов

В зависимости от величины напора вентиляторы подразделяют на три группы:

- 1) низкого давления, создающие напор до 100 мм вод. ст.;
- 2) среднего давления с напором 100—300 мм вод. ст.;
- 3) высокого давления с напором 300—1500 мм вод. ст.

Это подразделение является условным, поскольку в зависимости от числа оборотов рабочего колеса один и тот же вентилятор может относиться к одной из двух соседних групп.

На рис. 28-10 показаны схемы центробежного (а) и осевого (б) вентиляторов. Основной частью центробежного вентилятора (см. рис. 28-10, а) является колесо с рабочими лопатками, помещенное в спиральный кожух.

Центробежные вентиляторы работают на том же принципе, что и центробежные насосы. При вращении рабочего колеса воздух или газ, находящийся в рабочем пространстве вентилятора, вращается вместе с колесом и под воздействием центробежной силы отбрасывается к периферии колеса. Сойдя с лопаток колеса, газ поступает в спиральную камеру и из нее — в нагнетательный трубопровод.

Когда газ сходит с лопаток колеса, в центральной части колеса образуется разрежение и новая порция газа под действием атмосферного давления перемещается через всасывающее отверстие в корпусе вентилятора и поступает в центральную часть колеса с лопатками. Затем газ попадает на лопатки колеса, закручивается и процесс продолжается.

Осевой вентилятор представляет собой осевое лопаточное колесо, расположенное в цилиндрическом кожухе (рис. 28-10, б). Газ, поступающий во входное отверстие вентилятора, под воздействием лопаток вращающегося колеса перемещается в осевом направлении к выпускному отверстию.

В тех случаях когда один вентилятор не обеспечивает необходимую подачу газа при заданном напоре, включают *параллельно* два или несколько вентиляторов. Если же нужно увеличить напор при заданном расходе, то вентиляторы включают *последовательно*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Байбаков О. В. и Зеегоффер О. И. Гидравлика и насосы. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957.
2. Баскаков А. П., Гуревич М. И. и др. Общая теплотехника. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
3. Вейник А. И. Техническая термодинамика и основы теплопередачи. Изд-во «Металлургия», 1965.
4. Гутьяр Е. М., Малыгин А. Д. Машиноведение. Машгиз, 1954.
5. Елин В. И., Солдатов К. Н., Соколовский С. М. Насосы и компрессоры. Гостоптехиздат, 1960.
6. Ермолаев А. А. Теоретические основы теплотехники. М.—Л., Госэнергоиздат, 1957.
7. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. Изд-во «Энергия», 1965.
8. Кикоин И. К. и Кикоин А. К. Молекулярная физика. М., Физматгиз, 1963.
9. Кинандж. Термодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963.
10. Конаков П. К. Теоретические основы теплотехники. Трансжелдориздат, 1957.
11. Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М. Курс общей физики. Механика и молекулярная физика. Изд-во «Наука», 1965.
12. Литвин А. М. Теоретические основы теплотехники. Изд-во «Энергия», 1964.
13. Рабинович Е. З. Гидравлика. Физматгиз, 1961.
14. Смирнов В. П. Котельные установки. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.
15. Старк С. Б. Основы гидравлики, насосы и воздухоудвнные машины. Metallurgizdat, 1961.
16. Френкель Н. З. Гидравлика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1956.
17. Хайкин С. Э. Механика. М.—Л., Изд-во технико-теоретической литературы, 1940.
18. Чернов А. Ю., Бессребреннико Н. К. Основы теплотехники и гидравлики. Изд-во «Энергия», 1965.
19. Шляхин П. Н. Паровые турбины. М.—Л., Госэнергоиздат, 1956.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Предисловие	3
Введение	5
Часть I. Основы теплотехники	9
Раздел первый. Элементы технической термодинамики	9
Глава I. Рабочее тело и параметры его состояния. Основные законы идеального газа	10
§ 1. Газ	10
§ 2. Рабочее тело	14
§ 3. Уравнение состояния идеального газа	15
§ 4. Уравнение состояния реального газа	18
§ 5. Основные законы идеального газа	19
Глава II. Газовые смеси	20
§ 1. Основные понятия	20
§ 2. Способы задания смеси	21
§ 3. Термодинамические свойства смеси	22
Глава III. Первый закон термодинамики	25
§ 1. Основные понятия	25
§ 2. Первый закон термодинамики	28
§ 3. Энтальпия	32
Глава IV. Теплоемкость	35
§ 1. Основные понятия	35
§ 2. Теплоемкость газов	36
§ 3. Теплоемкость газовой смеси	38
Глава V. Второй закон термодинамики	41
§ 1. Круговой процесс теплового двигателя	41
§ 2. Сущность второго закона термодинамики	45
§ 3. Понятие об энтропии газа	46
Глава VI. Термодинамические процессы изменения состояния идеального газа	48
§ 1. Изохорный процесс	49
§ 2. Изобарный процесс	50
§ 3. Совместное расположение изохоры и изобары на T -диаграмме	53
§ 4. Изотермический процесс	53

§ 5. Адиабатный процесс	55
§ 6. Совместное расположение изотермы и адиабаты на p - и T -диаграммах	59
§ 7. Политропный процесс	60
Глава VII Водяной пар	61
§ 1. Процесс парообразования	62
§ 2. Процесс парообразования на p -диаграмме	64
§ 3. Процесс парообразования на T -диаграмме	68
§ 4. О разделении параметров состояния воды и водяного пара	72
§ 5. i -диаграмма состояния водяного пара	74
§ 6. Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара на p -диаграмме	77
Глава VIII. Истечение и дросселирование газов и паров	79
§ 1. Основные понятия	79
§ 2. Течение газа по соплу	80
§ 3. Дросселирование потока газа	89
Глава IX. Цикл паросиловой установки	90
§ 1. Схема паросиловой установки	90
§ 2. Идеальный цикл Ренкина	91
§ 3. Способы повышения экономичности паросилового цикла	93
Глава X. Теплофикация и ее значение	95
Раздел второй. Основы теплопередачи	
Глава XI. Основные виды теплообмена	97
Глава XII. Теплопроводность	98
§ 1. Основные понятия	98
§ 2. Передача тепла теплопроводностью через стенку	99
Глава XIII. Конвективный теплообмен	105
§ 1. Основные понятия	105
§ 2. Общие понятия о теории подобия	107
§ 3. Теплоотдача при свободном движении	113
§ 4. Теплоотдача при вынужденном движении	116
Глава XIV. Лучистый теплообмен	119
§ 1. Основные понятия	119
§ 2. Основные законы теплового излучения	121
§ 3. Излучение газов и паров	123
Глава XV. Теплопередача и понятие о теплообменных аппаратах	124
§ 1. Теплопередача	124
§ 2. Понятие о теплообменных аппаратах	126
Раздел третий. Топливные и котельные установки	
Глава XVI. Топливо и процессы горения	129
§ 1. Основные понятия	128
§ 2. Состав и теплотехнические свойства топлива	130
§ 3. Твердое топливо	134

§ 4. Жидкое топливо	136
§ 5. Газообразное топливо	137
§ 6. Переработка твердого топлива	138
§ 7. Процессы горения топлива	142
Глава XVII. Топочные устройства	146
§ 1. Основные понятия	146
§ 2. Слоевые топки	149
§ 3. Камерные топки	152
§ 4. Основные характеристики топок	161

Глава XVIII. Основные типы паровых котлов	162
§ 1. Основные понятия	162
§ 2. Газотрубные котлы	163
§ 3. Водотрубные котлы	165
§ 4. Прямоточные котлы	170
§ 5. Вспомогательные поверхности нагрева	172
§ 6. Характеристики котельного агрегата	175

Глава XIX. Вспомогательные устройства	177
§ 1. Тягодутьевые устройства	177
§ 2. Шлако- и золоудаляющие устройства	178
§ 3. Золоулавливающие устройства	179
§ 4. Каркас и обмуровка котлоагрегата	181
§ 5. Гарнитура и арматура котлоагрегата	181
§ 6. Питательная вода для парового котла	182
§ 7. Способы очистки пара	184
§ 8. Автоматизация работы котлоагрегата	185

Раздел четвертый. Тепловые двигатели, холодильные установки, компрессоры

Глава XX. Поршневые двигатели внутреннего сгорания	189
§ 1. Основные понятия и определения	189
§ 2. Рабочий процесс в двигателях внутреннего сгорания	193
§ 3. Области применения двухтактных и четырехтактных двигателей	196
§ 4. Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания	197
§ 5. Циклы действительных двигателей	200
§ 6. Мощность и к. п. д. двигателей	205
§ 7. Тепловой баланс двигателя	209
§ 8. Классификация двигателей	210
§ 9. Основные узлы и механизмы двигателей внутреннего сгорания	212

Глава XXI. Паровые турбины	214
§ 1. Основные понятия	214
§ 2. Рабочий процесс в паровой турбине	215
§ 3. Турбины со ступенями скорости и давления	222
§ 4. Мощность и к. п. д. паровой турбины	225
§ 5. Понятие о регулировании мощности турбины	227
§ 6. Классификация паровых турбин	228
§ 7. Конденсационные устройства	228

Г л а в а XXII. Газотурбинные установки	229
§ 1. Рабочий процесс газотурбинной установки	230
§ 2. Преимущества и области применения газотурбинных установок	232
Г л а в а XXIII. Холодильные установки	232
§ 1. Основные понятия	232
§ 2. Принцип работы компрессионной установки	233
§ 3. Принцип работы абсорбционной установки	236
Г л а в а XXIV. Компрессоры	238
§ 1. Основные понятия	238
§ 2. Поршневые компрессоры	238
§ 3. Ротационные компрессоры	246
§ 4. Турбокомпрессоры	247
Часть II. Элементы гидравлики и насосы	
Раздел пятый. Гидростатика, гидродинамика и насосы	
Г л а в а XXV. Основные понятия	250
§ 1. Краткая справка об истории развития гидравлики	250
§ 2. Основные физические свойства жидкости.	251
Г л а в а XXVI. Гидростатика	254
§ 1. Гидростатическое давление	254
§ 2. Основное уравнение гидростатики. Закон Паскаля	255
§ 3. Схема работы гидравлического пресса	257
§ 4. Измерение давления	258
§ 5. Давление жидкости на стенку	261
Г л а в а XXVII. Гидродинамика	267
§ 1. Основные понятия	267
§ 2. Элементарная струйка	268
§ 3. Поток	269
§ 4. Два режима течения жидкости	272
§ 5. Энергия потока и уравнение Бернулли	274
§ 6. Движение жидкости по трубам	279
§ 7. Гидравлический удар	288
§ 8. Истечение жидкости через отверстия и насадки	289
Г л а в а XXVIII. Насосы	291
§ 1. Основные понятия	291
§ 2. Центробежные насосы	291
§ 3. Поршневые насосы	294
§ 4. Сравнение работы центробежных и поршневых насосов	301
§ 5. Регулирование подачи насоса	302
§ 6. Насосы других типов	302
§ 7. Общее понятие о вентиляторах	305
Литература	307

Ольга Васильевна Черняк
«ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ И ГИДРАВЛИКИ»

Научный редактор *Н. В. Калинин*
Редактор издательства *М. Т. Самсонова*
Переплет художника *А. И. Шаварда*
Художественный редактор *Т. А. Дурасова*
Технический редактор *Н. А. Битюкова*
Корректор *А. И. Гурычева*

Т—07189. Сдано в набор 9/1 1969 г. Подп. к печати 25/VII 1969 г.
Формат 60×90^{1/16}. Объем 19,5 печ. л. Уч.-изд л. 17,54.
Изд. № ОТ—32/55. Тираж 35 000 экз. Цена 65 коп.

Тематический план издательства. «Высшая школа» (вузы и техникумы) на 1969 г. Позиция № 264
Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14,
Издательство «Высшая школа»

Московская типография № 4 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Б. Переяславская, 46. Заказ 56