

С. В. БАЛЪЯН

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ

*Издание второе,
переработанное и дополненное*

Допущено Министерством высшего
и среднего специального образования СССР
в качестве учебного пособия для студентов
неэнергетических специальностей
высших технических учебных заведений



ЛЕНИНГРАД
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»

1973

Б а л ь я н С. В. Техническая термодинамика и тепловые двигатели. Учебное пособие для студентов неэнергетических специальностей вузов. Изд. 2-е, переработ. и доп. Л., «Машиностроение», 1973. 304 с.

В учебном пособии рассмотрены первый и второй законы термодинамики, процессы изменения состояния газов и паров, термодинамические основы работы компрессоров, циклы теплосиловых установок. Изложены основы теории и конструкции паровых и газовых турбин, двигателей внутреннего сгорания а также компрессоров.

Во втором издании (1-е изд. 1958 г.) расширен материал по теории истечения, циклам теплосиловых установок и газотурбинным установкам. Введено представление об эксергии. Рассмотрен совместно рабочий процесс в ступени паровой и газовой турбин. Весь материал переработан и представлен в двух системах единиц (СИ и МКГСС)

Учебное пособие может быть также полезно ИТР энергетических специальностей.

Табл. 3. Ил. 227. Список лит. 21 назв.

Б $\frac{332-013}{038(01)-73}$ 13-73

Рецензенты: кафедра ДВС Всесоюзного заочного политехнического института
(проф. М. Д. Апасов, доценты В. П. Демидов и Е. В. Орловская)
и проф. М. М. Хазен

Редактор канд. техн. наук В. С. Шкрабак

ПРЕДИСЛОВИЕ

Развитие технической термодинамики связано с развитием тепловых двигателей. В XIX в. изучались свойства газов и паров и исследовались различные круговые процессы (циклы). В начале XX в. в связи с развитием турбин начала разрабатываться теория истечения.

Изучение свойств реальных газов и паров, начатое в XIX в., продолжается и в настоящее время, особенно в области высоких давлений и температур. Одновременно происходит дальнейшее изучение, развитие и практическое осуществление различных циклов. Над решением этих задач работает ряд научных коллективов страны.

Развитие производительных сил общества требовало создания универсальной машины, способной непосредственно приводить машины-орудия. Такая универсальная паровая машина, служащая для привода заводских механизмов, была впервые создана И. И. Ползуновым (1765 г.). В 60-е гг. XIX в. появились первые двигатели внутреннего сгорания. Двигателестроение начало развиваться уже в дореволюционной России, однако интенсивный рост его в самых различных направлениях происходил после Великой Октябрьской социалистической революции. В настоящее время в Советском Союзе созданы первоклассные промышленные, автотракторные, судовые и авиационные двигатели различной мощности и быстроходности.

Развитие промышленности и сельского хозяйства в конце XIX в. требовало сосредоточения больших мощностей на электростанциях. Паровые машины и двигатели внутреннего сгорания не могли удовлетворить этому условию, так как единичные мощности поршневых двигателей ограничены. Кроме того, создание генераторов электрического тока с большим числом оборотов вала требовало двигателей, вал которых мог быть наиболее удобно соединен с валом генераторов. В связи с изложенным задача построения двигателя, удовлетворяющего поставленным требованиям, стала весьма актуальной; решение ее завершилось созданием паровой турбины. Этим было положено начало дальнейшего широкого внедрения электричества в промышленность, сельское хозяйство и быт.

Первые паровые турбины были построены в 1884—1888 гг. В них использовался пар низких параметров, а мощность была порядка 10 кВт. С тех пор паровые турбины начали стремительно развиваться по единичным мощностям; соответственно повышались применяемые параметры пара.

В Советском Союзе построено большое количество турбин различных мощностей на средние и высокие параметры пара. В настоящее время паротурбостроение в СССР развивается в направлении внедрения турбин мощностью 150 и 200 МВт на докритическое давление 12,74 МПа (130 кгс/см²) и температуру 565° С, а также мощностью 300 МВт на сверхкритические параметры 23,52 МПа (240 кгс/см²) и 560° С с промежуточным перегревом пара. Изготовлены головные образцы одновальных турбин мощностью 500 МВт и двухвальных турбин мощностью 800 МВт на указанные сверхкритические параметры с промежуточным перегревом пара. В 1971—1975 гг. намечено закончить монтаж первой в нашей стране и в Европе одновальной турбины мощностью 1200 МВт. Повышение единичных мощ-

ностей вместе с повышением начальных параметров пара ведет к увеличению экономичности паротурбинных установок.

Стремление обойтись без громоздкой котельной, конденсационного устройства и ряда вспомогательных элементов привело к созданию газотурбинных установок, в которых в качестве рабочего тела используется газ. Газотурбинные установки находят все более широкое применение в промышленности, энергетике, авиации и транспорте. В СССР построена крупнейшая в мире газотурбинная установка мощностью 100 МВт на начальную температуру газа 750° С.

Советская энергетика продолжает интенсивно развиваться в направлении увеличения единичной мощности двигателей, повышения параметров пара и газа, внедрения ее достижений в народное хозяйство и быт. Всем этим решается фундаментальная задача — ускорение технического прогресса и построение материально-технической базы коммунизма в СССР.

В технической термодинамике и теплоэнергетике обычно принятой системой единиц измерения до недавнего времени являлась система МКГСС и ряд внесистемных единиц. В настоящее время предпочтительной является международная система единиц измерения. Поэтому наш курс излагается так, что основные понятия, формулы, примеры даются в обеих системах, причем за основную принята международная система.

В международной системе единиц измерения — системе СИ (SI) — приняты 6 основных, 2 дополнительных и 85 производных единиц. Важнейшими из основных являются следующие: единица длины (линейного размера) — метр (м); единица времени — секунда (с); единица массы — килограмм (кг); единица температуры — кельвин (К). Важнейшие производные единицы: единица силы, в частности силы тяжести, — ньютон (Н); единица давления — паскаль (Па); единица энергии, работы, теплоты — джоуль (Дж):

$$1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2; 1 \text{ Па} = 1 \text{ Н}/\text{м}^2; 1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}.$$

Ряд других важных производных единиц будет рассмотрен при изложении курса.

В системе единиц МКГСС, часто называемой технической, в качестве трех основных единиц приняты: единица длины — м; единица времени — с; единица силы, в частности веса — кгс (килограмм-сила). Масса является производной единицей, определяемой в соответствии со вторым законом механики по уравнению $M = G/g$, где G — вес (сила тяжести) в кгс; g — ускорение силы тяжести в $\text{м}/\text{с}^2$; M — масса в $\text{кгс} \cdot \text{с}^2/\text{м}$. Работа измеряется в $\text{кгс} \cdot \text{м}$, теплота — внесистемной единицей ккал (килокалорией), энергия с учетом принципа эквивалентности теплоты и работы измеряется в ккал или в $\text{кгс} \cdot \text{м}$.

Если, согласно международной системе единиц, массу измерять в кг и взять тело массой в 1 кг, то его вес равен $G = Mg = 1 \cdot 9,8 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2$. Именно этот вес и представляет собой 1 кгс, т. е.

$$1 \text{ кгс} = 9,8 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2.$$

Таким образом, масса в 1 кг обладает весом в 1 кгс. Иначе, масса M тела, измеряемая в кг, численно равна его весу G , измеряемому в кгс.

Далее следует иметь в виду следующие соотношения:

$$1 \text{ кгс} = 9,8 \text{ Н};$$

$$1 \text{ кгс} \cdot \text{м} = 9,8 \text{ Н} \cdot \text{м} = 9,8 \text{ Дж} \approx 0,01 \text{ кДж};$$

$$1 \text{ ккал} = 4186,8 \text{ Дж} \approx 4,19 \text{ кДж};$$

$$1 \text{ кДж} = 1000 \text{ Дж} = 0,239 \text{ ккал};$$

$$1 \text{ кгс}/\text{см}^2 = 10^4 \cdot 9,8 \text{ Па} \approx 10^5 \text{ Па} = 0,1 \text{ МПа}.$$

1

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Раздел первый

Раздел второй

Раздел третий

Г Л А В А I
УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

§ 1. Предмет и метод технической термодинамики

Наука об энергии, ее свойствах и взаимных превращениях называется термодинамикой. Изучение процессов взаимного превращения теплоты и работы является содержанием технической термодинамики.

В основу технической термодинамики положены два закона. Первый закон термодинамики представляет собой закон сохранения энергии в применении к процессам взаимного превращения теплоты и работы. Второй закон термодинамики характеризует направление процессов, происходящих в физических системах, состоящих из большого числа частиц.

Принципиальная особенность метода термодинамики заключается в том, что он не основывается на каких-либо предположениях о строении тел; это обуславливает его общность. Термодинамические закономерности, устанавливаемые при исследовании процессов, точны, поскольку они являются следствием основных законов. В то же время физическую ясность и наглядность отдельные термодинамические положения получают, когда они объясняются с использованием представлений о строении тел, поэтому этот метод также не исключается при термодинамических исследованиях.

Характерным для метода технической термодинамики является идеализация термодинамических процессов и систем, что упрощает их рассмотрение. Одновременно идеальный процесс представляет собой тот образец, к которому следует стремиться в действительных условиях. В технической термодинамике рассматриваются и реальные условия протекания основных термодинамических процессов. Такое рассмотрение является связующим звеном между теоретической частью — технической термодинамикой — и практической частью — тепловыми двигателями, компрессорами, котельными установками и др.

§ 2. Параметры состояния

В различных термодинамических процессах в общем случае происходит механическое и тепловое взаимодействие между термодинамической системой, представляющей собой совокупность материальных тел, и окружающей (внешней) средой. Такое взаимодействие может иметь место и между телами самой системы. В зависимости от решаемого вопроса в термодинамическую систему включается и окружающая среда.

Простым примером термодинамической системы, взаимодействующей с окружающей средой, может служить газ или пар, производящий работу в цилиндре теплового двигателя. Другой пример — газ или пар, заключенный в оболочку и получающий тепло от окружающей среды. Газ или пар, посредством которого тепло преобразуется в работу, называется рабочим телом.

Состояние газа, пара, рабочего тела (системы) определяется совокупностью численных значений ряда величин, выражающих свойства этих тел

и называемых термодинамическими параметрами. Основные из них, с помощью которых могут быть описаны процессы взаимного превращения теплоты и работы, являются давление, удельный объем и температура.

Давление. Газ или пар действует на поверхность с равномерно распределенной силой, направленной по нормали к поверхности. Давление представляет собой силу, действующую на единицу поверхности. Если на поверхность F действует сила P , то давление $p = P/F$. Различают абсолютное и избыточное давление.

Абсолютное давление p — это полное давление, производимое газом или паром. Пусть к сосуду, в котором находится, например, газ, присоединен манометр. Когда давление газа p равно давлению внешней среды — барометрическому давлению p_6 , то стрелка манометра находится на нуле шкалы. Когда же давление газа превышает барометрическое, стрелка отклоняется, показывая избыток давления газа над барометрическим, т. е. **избыточное давление p_u** . Таким образом,

$$p = p_u + p_6. \quad (I.1)$$

Когда абсолютное давление p меньше барометрического p_6 , то величина h , показывающая на сколько p меньше p_6 , называется **вакуумом** или **разрежением**. Таким образом, $h = p_6 - p$, откуда

$$p = p_6 - h. \quad (I.2)$$

Избыточное давление измеряется манометром, а разрежение — вакуумметром (прибором, по конструкции сходным с манометром). Абсолютное давление вычисляется по приведенным уравнениям. Следует подчеркнуть, что только абсолютное давление рабочего тела является его параметром.

Давление в системе СИ измеряется в паскалях: $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2 = 10^{-3} \text{ кПа} = 10^{-6} \text{ МПа}$. В технических расчетах пользуются иногда внесистемной единицей — баром: $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$.

В системе МКГСС давление измеряется в кгс/см², в атмосферах технических (ат) или физических (атм), а также высотой ртутного или водяного столба.

Связь между указанными единицами измерения давления следующая:

$$1 \text{ МПа} = 10 \text{ бар} = 10,2 \text{ ат} = 10,2 \text{ кгс/см}^2;$$

$$1 \text{ ат} = 1,0 \text{ кгс/см}^2 = 10^4 \text{ кгс/м}^2 = 735,6 \text{ мм рт. ст.} =$$

$$= 10,0 \text{ м вод. ст.} = 0,981 \text{ бар} = 0,0981 \text{ МПа} \approx 0,1 \text{ МПа};$$

$$1 \text{ атм} = 1,0333 \text{ кгс/см}^2 = 10\,333 \text{ кгс/м}^2 = 760 \text{ мм рт. ст.} =$$

$$= 10,333 \text{ м вод. ст.} = 1,0132 \text{ бар} = 0,10132 \text{ МПа}.$$

Следует указать, что столб ртути высотой 735,6 или 760 мм создает давление, равное соответственно 1 ат или 1 атм, только при условии, что температура ртути в приборе равна 0° С. Если температура ртути отличается от 0° С, то показание прибора нужно привести к 0° С. Это можно сделать при помощи уравнения $H_0 = H(1 - 0,000172t)$, где H_0 — высота ртутного столба, приведенная к 0° С; H — высота столба ртути в приборе; t — температура ртути в приборе; 0,000172 — коэффициент объемного расширения ртути.

Удельный объем. Удельный объем v — это объем единицы массы рабочего тела. Если V — полный объем, занимаемый рабочим телом, в м³, а M — его масса в кг, то $v = V/M$.

Параметром рабочего тела может являться и его плотность, представляющая собой массу в единице объема:

$$\rho = M/V = 1/v.$$

В прежней системе единиц удельный объем — это объем единицы веса (в $\text{м}^3/\text{кгс}$). Рассматривается в этой системе также удельный вес — вес единицы объема (в $\text{кгс}/\text{м}^3$): $\gamma = 1/v$.

Ввиду того что вес, измеренный в кгс , численно равен массе, измеренной в кг , удельные объемы численно одинаковы в обеих системах единиц, а удельный вес равен плотности.

Температура. Если у двух или нескольких тел, приведенных в соприкосновение друг с другом и изолированных от внешней среды, с течением времени никакими измерениями нельзя заметить изменения состояния, то говорят, что эти тела находятся в тепловом (температурном) равновесии. Возьмем произвольно какое-либо вещество и приведем в соприкосновение с тающим льдом, находящимся под давлением 1 атм (0,10132 МПа). Назовем это вещество термометрическим.

Измерим значение какого-либо выбранного нами параметра термометрического вещества в состоянии, когда установилось его тепловое равновесие с тающим льдом. Этим параметром может быть объем, давление, электрическое сопротивление или другое физическое свойство тела. Приведем затем термометрическое вещество в соприкосновение с телом, температуру которого мы хотим определить. Если теперь измерить величину выбранного параметра термометрического вещества (в состоянии, когда установилось его тепловое равновесие с данным телом), то изменение значения этого параметра определит степень отклонения состояния данного тела от состояния теплового равновесия с тающим льдом. При этом необходимо исключить изменение других параметров. Установленная таким опытным путем мера отклонения состояния тела от состояния теплового равновесия с тающим льдом, находящимся под давлением 1 атм, называется эмпирической температурой тела. Она может быть измерена с помощью жидкостных и газовых термометров, термопар, пирометров и других устройств. Однако в зависимости от применяемого устройства для определенного температурного состояния тела получаются, вообще говоря, различные значения температуры, так как в основу ее измерения кладутся различные признаки. Следовательно, необходима такая шкала температур, с помощью которой можно было бы для определенного температурного состояния тела получить одно единственное значение температуры. Такой шкалой является термодинамическая, а также тождественная с ней абсолютная шкала температур Кельвина.

В абсолютной шкале для температуры тройной точки воды * принято значение 273,16 (точно). Интервал температур между абсолютным нулем и температурой тройной точки воды разделен на 273,16 части, и каждая часть, равная, следовательно, $1/273,16$, названа кельвином (К). Температуры по шкале Кельвина обозначаются T .

Температура таяния льда при нормальном давлении обозначена 0°C . Она ниже температуры тройной точки на $0,01^\circ$. Температуры, отсчитанные по абсолютной шкале от 0°C , обозначаются t . Как видим, разница между абсолютной шкалой температур Кельвина и шкалой Цельсия только в начале отсчета (в положении нуля) температуры. Из построения шкал ясно, что

$$T = t + 273,15. \quad (1.3)$$

Практическим исполнением абсолютной шкалы температур является международная практическая шкала температур. Температуры, измеренные любым опытным способом (эмпирические температуры), могут быть приведены к показаниям международной практической шкалы температур.

Уравнение состояния. Основные параметры p , v , T однородных тел связаны между собой. Независимыми параметрами являются только два — любая пара параметров; третий параметр является зависимым. Связь между

* Тройная точка воды — это состояние, при котором находятся в равновесии все три фазы воды — твердая (лед), жидкая (вода) и газообразная (пар).

параметрами однородных тел в общем виде описывается следующим уравнением:

$$f(v, p, T) = 0.$$

Это уравнение называется уравнением состояния. Вид функции f зависит от природы тела и устанавливается опытным путем или теоретически.

Уравнение состояния может относиться только к таким состояниям тела, когда повсеместно, т. е. в любой произвольно малой части, его параметры имеют одинаковые значения. Такие состояния называются равновесными. Только в таких состояниях определенному значению двух параметров будет отвечать одно единственное значение третьего параметра. В равновесных состояниях давление рабочего тела равно давлению внешних сил, температура рабочего тела равна температуре внешней среды.

§ 3. Уравнение состояния идеальных газов

Наиболее простым уравнением состояния является уравнение состояния идеальных газов.

Под идеальными понимают такие газы, в которых отсутствуют силы притяжения и отталкивания между молекулами, а сами молекулы, имея массу, не имеют объема. Хотя идеальных газов и нет, однако изучение их основных свойств представляет значительный практический интерес. Причина заключается в том, что любой реальный газ, давление которого мало ($p \rightarrow 0$), а удельный объем велик ($v \rightarrow \infty$), близок по свойствам к идеальному газу. В этом состоянии силы, действующие между молекулами реального газа, так же как и объем молекул по сравнению с объемом занимаемого газом пространства, весьма малы. Следует указать, что не только при весьма малых, но и более высоких давлениях ряд газов (гелий, водород и др.) близки по свойствам к идеальным.

На основании законов Бойля—Мариотта и Гей-Люссака Клапейроном установлено следующее уравнение состояния для 1 кг идеального газа:

$$pv = RT. \quad (1.4)$$

В этом уравнении p — абсолютное давление газа; v — удельный объем; T — абсолютная температура; R — газовая постоянная, имеющая для каждого газа свое постоянное значение.

Уравнение состояния идеального газа массой M кг получим, умножив обе части уравнения (1.4) на M :

$$pV = MRT, \quad (1.5)$$

где $V = Mv$ — объем, занимаемый газом массой M .

Представляет особый интерес уравнение состояния идеального газа для одного киломоля (кмоль) газа. Под киломолем или килограмм-молекулой вещества понимается такое количество вещества, масса которого, выраженная в килограммах, равна молекулярной массе этого вещества*. Так, например, масса одного киломоля кислорода составляет 32 кг, одного киломоля азота — 28 кг и т. д. Масса (вес) одного киломоля обозначается μ и измеряется в кг/кмоль (кгс/кмоль).

Умножая уравнение (1.4) на μ , получим уравнение состояния для киломоля идеального газа в виде $\mu pv = MRT$; обозначая

$$V_\mu = \mu v; R_\mu = \mu R, \quad (1.6)$$

окончательно имеем

$$pV_\mu = R_\mu T. \quad (1.7)$$

* Молекулярная масса (в прежней системе единиц — молекулярный вес) вещества μ — отвлеченное число, показывающее, во сколько раз масса (вес) молекулы данного вещества больше массы (веса) 1/16 части атома кислорода или 1/12 части атома углерода.

В уравнении (I.7) V_μ — объем одного киломоля газа. Этот объем, согласно закону Авогадро, у всех идеальных газов, находящихся при одинаковых давлении и температуре, одинаков. Так, при нормальных условиях — температуре 0°C и давлении $0,10132 \text{ МПа}$ (760 мм рт. ст.) — объем киломоля любого идеального газа $V_\mu = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$.

С изменением давления и температуры объем одного киломоля любого идеального газа изменяется таким образом, что отношение pV_μ/T , т. е. R_μ [см. уравнение (I.7)], остается при всех условиях одним и тем же. Это следует, в частности, из уравнения (I.5), которое можно записать в виде $pV/T = MR = \text{const}$. Поскольку V — объем произвольной массы газа, то для киломоля $pV_\mu/T = \text{const}$. В связи с этим величина $pV_\mu/T = R_\mu$, одинаковая для киломоля всех газов при любых значениях давления и температуры, называется универсальной газовой постоянной. Численное значение R_μ можно получить, подсчитав его, например, для нормальных условий, т. е. при $p = 0,10132 \text{ МПа} = 101\,320 \text{ Па}$ и $T = 273,15 \text{ К}$:

$$R_\mu = \frac{101320 \cdot 22,4}{273,15} = 8314 \text{ Н} \cdot \text{м}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}) = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}).$$

Имея значения R_μ и μ , на основании уравнения (I.6) можно определить численное значение газовой постоянной R для любого конкретного газа:

$$R = \frac{R_\mu}{\mu} = \frac{8314}{\mu} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

В прежней системе единиц, если p выражается в $\text{кгс}/\text{м}^2$, получим:

$$R_\mu = \frac{10333 \cdot 22,4}{273,15} = 848 \text{ кгс} \cdot \text{м}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}); R = \frac{848}{\mu} \text{ кгс} \cdot \text{м}/(\text{кгс} \cdot \text{К}).$$

Здесь μ — вес одного киломоля газа в $\text{кгс}/\text{кмоль}$. В этой, прежней системе единиц в уравнении (I.5) вместо массы M следует писать вес G в кгс .

Уравнение (I.7), выведенное Д. И. Менделеевым на основе уравнения Клапейрона (I.4), носит название уравнения Клапейрона—Менделеева.

§ 4. Уравнения состояния реальных газов

Одно из известных уравнений состояния реальных газов — уравнение Ван-дер-Ваальса — получается на основании следующих рассуждений.

Между молекулами реального газа действуют силы притяжения и отталкивания. Вследствие наличия сил отталкивания молекулы реального газа не могут быть доведены до соприкосновения, т. е. можно представить себе, что вокруг каждой молекулы имеется сфера, внутрь которой не может попасть другая молекула. Поэтому объем, в котором могут перемещаться молекулы реального газа, будет меньше пространства, занимаемого газом, на величину b , равную суммарному объему этих сфер. Величина b , зависящая от природы газа, равна приблизительно учетверенному суммарному объему молекул газа.

Таким образом, если v — удельный объем реального газа, то $v - b$ — это пространство, в котором могут перемещаться его молекулы, и поэтому реальный газ, помещенный в объем v , будет вести себя так, как идеальный газ, помещенный в объем $v - b$, и будет в соответствии с уравнением (I.4) производить давление

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

Вследствие наличия сил притяжения скорости молекул реального газа в момент удара их о стенки сосуда будут меньше скоростей молекул идеального газа при той же температуре. Уменьшение же скоростей означает уменьшение импульсов, передаваемых молекулами единице поверхности стенки

в единицу времени, т. е. уменьшение давления, производимого газом. Таким образом, давление реального газа будет меньше давления идеального газа на некоторую величину Δp , по расчетам обратно пропорциональную квадрату удельного объема. Итак, имея в виду, что $\Delta p = a/v^2$, где a — коэффициент пропорциональности, также зависящий от природы газа, можно записать

$$p = \frac{RT}{v-b} - \frac{a}{v^2},$$

откуда

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT.$$

Это есть уравнение Ван-дер-Ваальса. Оно не дает достаточно точного совпадения с опытными данными и применимо в ограниченной области состояний.

М. П. Вукалович и И. И. Новиков вывели уравнение состояния реальных газов, которое учитывает не только силы взаимодействия между молекулами и объем молекул, но также наличие в реальных газах явления ассоциации молекул. Ассоциация рассматривается как механическое соединение под действием межмолекулярных сил одиночных молекул в более сложные молекулы — двойные, тройные и т. д. Сопоставление результатов расчетов с опытными данными показывает точность этого уравнения.

Я. З. Казавчинский предложил уравнение состояния реальных газов, построенное иным методом и также дающее хорошее совпадение с опытом. Другими авторами предложен еще ряд уравнений состояния реальных газов.

Пример 1. Избыточное давление газа $p_u = 64$ кПа; давление внешней среды $p_6 = 100$ кПа. Определить абсолютное давление газа в Па, в бар, в мм рт. ст., в кгс/см², в кгс/м², в технических (ат) и физических (атм) атмосферах.

Абсолютное давление газа:

$$p = p_u + p_6 = 64 + 100 = 164 \text{ кПа} = 1,64 \text{ бар};$$

$$p = 1,64 \cdot 1,02 = 1,67 \text{ кгс/см}^2 = 16\,700 \text{ кгс/м}^2 = 1,67 \text{ ат};$$

$$p = 1,67 \cdot 735,6 = 1230 \text{ мм рт. ст.};$$

$$p = 1230/760 = 1,62 \text{ атм.}$$

Пример 2. Разрежение в сосуде $h = 30$ кПа (0,306 кгс/см²). Определить абсолютное давление в сосуде, если барометрическое давление $p_6 = 100$ кПа (1,02 кгс/см²).

Абсолютное давление газа

$$p = p_6 - h = 100 - 30 = 70 \text{ кПа (0,714 кгс/см}^2\text{)}.$$

Пример 3. Определить массу, удельный объем и плотность воздуха, объем которого $V = 0,4$ м³, избыточное давление $p_u = 1,1$ МПа и температура $t = 15^\circ \text{C}$.

Определяем абсолютное давление воздуха, принимая давление окружающей среды $p_6 \approx 0,1$ МПа:

$$p = p_u + p_6 = 1,1 + 0,1 = 1,2 \text{ МПа.}$$

Газовая постоянная воздуха *

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{28,95} = 286,7 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

Масса воздуха на основании уравнения (1.5)

$$M = \frac{pV}{RT} = \frac{1,2 \cdot 10^6 \cdot 0,4}{286,7 \cdot 288} = 5,81 \text{ кг,}$$

где V — в м³; p — в Па (Н/м²); R — в Дж/(кг · К).

Удельный объем воздуха

$$v = \frac{V}{M} = \frac{0,4}{5,81} = 0,069 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Плотность воздуха

$$\rho = \frac{1}{v} = 14,85 \text{ кг/м}^3.$$

* В этом и во всех последующих примерах воздух, кислород, азот и другие реальные газы рассматриваются как идеальные.

В прежней системе единиц газовая постоянная воздуха

$$R = \frac{848}{\mu} = 29,27 \text{ кгс} \cdot \text{м} / (\text{кгс} \cdot \text{К});$$

вес воздуха

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{1,2 \cdot 10,2 \cdot 10^4 \cdot 0,4}{29,27 \cdot 288} = 5,81 \text{ кгс},$$

где V — в м^3 ; p — в $\text{кгс}/\text{м}^2$.

Удельный объем $v = 0,069 \text{ м}^3/\text{кгс}$; удельный вес $\gamma = 14,85 \text{ кгс}/\text{м}^3$.

Пример 4. Определить объем 8 кгс азота, имеющего температуру 27°С и избыточное давление 480 мм рт. ст. Барометрическое давление равно 740 мм рт. ст.

Абсолютное давление азота

$$p = p_u + p_b = 480 + 740 = 1220 \text{ мм рт. ст.} = 1220/735,6 = 1,63 \text{ кгс}/\text{см}^2.$$

Объем азота

$$V = \frac{GRT}{p} = \frac{8 \cdot 848 \cdot 300,15}{28 \cdot 1,63 \cdot 10^4} = 4,45 \text{ м}^3.$$

Пример 5. Закрытый сосуд емкостью 10 м^3 содержит воздух при давлении $1,0 \text{ МПа}$ ($10,2 \text{ кгс}/\text{см}^2$) и температуре 37°С . Определить изменение массы воздуха, если вследствие нагнетания воздуха давление в сосуде поднялось до $4,0 \text{ МПа}$ ($40,8 \text{ кгс}/\text{см}^2$), а температура до 67°С .

Масса воздуха в сосуде до нагнетания

$$M_1 = \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{1,0 \cdot 10^6 \cdot 10}{286,7 \cdot 310} = 112,5 \text{ кг}.$$

Масса воздуха в сосуде после нагнетания

$$M_2 = \frac{p_2 V}{RT_2} = \frac{4,0 \cdot 10^6 \cdot 10}{286,7 \cdot 340} = 408,3 \text{ кг}.$$

Изменение массы воздуха

$$\Delta M = M_2 - M_1 = 408,3 - 112,5 = 295,8 \text{ кг}.$$

Пример 6. Определить объем одного киломоля двухатомного газа, имеющего абсолютное давление $p = 1,6 \text{ МПа}$ ($16,3 \text{ кгс}/\text{см}^2$) и температуру $t = 80^\circ \text{С}$.

Согласно уравнению (1.7), объем киломоля газа

$$V_\mu = \frac{R_\mu T}{p} = \frac{8314 \cdot 353,15}{1,6 \cdot 10^6} = 1,84 \text{ м}^3/\text{кмоль}.$$

ГЛАВА 2

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 5. Равновесные и неравновесные процессы

В результате взаимодействия рабочего тела (системы) и окружающей среды будет изменяться состояние рабочего тела. Непрерывная последовательность состояний рабочего тела образует процесс.

Процесс, состоящий из непрерывной последовательности равновесных состояний рабочего тела, называется равновесным. Переход из одного равновесного состояния в смежное, весьма близкое по значению параметров, требует конечного промежутка времени. Это означает, что для совершения равновесного процесса, состоящего из множества смежных равновесных состояний, требуется неограниченное время. Отсюда следует, что равновесный процесс должен происходить бесконечно медленно. При этом в каждый момент времени в рабочем теле будет устанавливаться состояние равновесия. Очевидно, что равновесный процесс практически осуществить нельзя.

Процесс, в котором в каждый момент времени состояние рабочего тела не является равновесным, называется неравновесным. Всякий реальный процесс является процессом неравновесным.

6. Термодинамика изучает прежде всего равновесные процессы, поскольку их изучение дает возможность установить ряд закономерностей, которые при изучении сложных неравновесных процессов установить трудно. Кроме того, большое число неравновесных процессов близко к равновесным, так что применение к ним законов равновесных процессов является с определенной степенью приближенности допустимым.

Для изображения состояний и процессов целесообразно применять графические методы. Это во многих случаях упрощает и делает более наглядным решение ряда термодинамических задач. Существование двух независимых параметров позволяет задавать равновесное состояние рабочего тела значениями не трех параметров, а только двух. Это означает, что графически равновесное состояние рабочего тела может быть изображено точкой в плоской координатной системе, по осям которой отложены параметры.

Так, точка 1 на рис. 1.1 изображает некоторое равновесное состояние рабочего тела в координатной системе p, v . Совершенно так же точка изображала бы равновесное состояние рабочего тела в координатной системе T, v и др. Все эти или другие координатные системы в термодинамике носят название диаграмм: p - v -диаграмма и т. д.

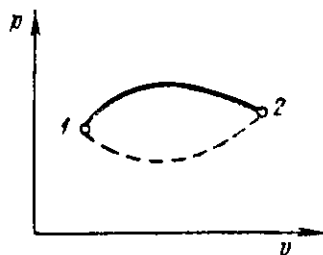


Рис. 1.1. Изображение процесса изменения состояния в p - v -диаграмме

С изменением состояния рабочего тела точка, изображающая состояние, перемещается, образуя некоторую линию, характеризующую процесс. На рис. 1.1 сплошная линия 1—2 изображает процесс, а точки 1 и 2 — состояния в начале и в конце процесса. Поскольку любая точка на линии 1—2 графически изображает равновесное состояние, то линия изображает равновесный процесс. Неравновесные процессы графически могут быть изображены лишь условно; иногда их изображают штриховой линией.

Важное значение имеет круговой процесс, или цикл, под которым понимают такой процесс, в результате которого тело возвращается в свое первоначальное состояние. В диаграммах цикл изображается замкнутой линией.

§ 6. Внутренняя энергия

Рабочее тело в каждом состоянии обладает определенным запасом внутренней энергии, определяемой заданным состоянием рабочего тела, т. е. любыми двумя независимыми параметрами.

С молекулярной точки зрения внутренняя энергия складывается из кинетической энергии поступательного и вращательного движения молекул, потенциальной энергии молекул, т. е. энергии взаимного расположения молекул, обусловленной силами межмолекулярного взаимодействия, и полной энергии колебательного движения атомов, составляющих молекулу.

Энергия поступательного и вращательного движения молекул и полная энергия колебательного движения атомов зависят от температуры рабочего тела, увеличиваясь с ее ростом.

Потенциальная энергия молекул при данной температуре зависит от расстояния между ними, т. е. от объема рабочего тела или от его давления. При не очень малых объемах или, что то же самое, при не очень высоких давлениях потенциальная энергия увеличивается с увеличением объема.

Для технической термодинамики важно не абсолютное значение внутренней энергии, а ее изменение в различных термодинамических процессах. По этой причине другие составляющие внутренней энергии, которыми может обладать рабочее тело, не учитываются, так как при температурах, рассматриваемых в технической термодинамике, их изменением в процессах можно

пренебречь. Отсюда ясно, что начало отсчета внутренней энергии является условным. Так, например, считают равной нулю внутреннюю энергию газа, находящегося в нормальных физических условиях.

Из изложенного следует, что если обозначить внутреннюю энергию 1 кг рабочего тела через u , то можно, в частности, написать

$$u = f(T, v).$$

У идеального газа отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, поэтому потенциальная энергия молекул этого газа равна нулю. Следовательно, внутренняя энергия идеального газа от объема или давления не зависит. Таким образом, внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры газа, т. е.

$$u = f(T).$$

Итак, в каждом состоянии рабочего тела имеется свое значение внутренней энергии. Поэтому внутренняя энергия есть функция состояния рабочего тела.

Пусть в состоянии 1 (рис. 1.1) рабочее тело обладает внутренней энергией u_1 , а в состоянии 2 — внутренней энергией u_2 , тогда изменение внутренней энергии в процессе, изображенном сплошной линией 1—2, составит $u_2 - u_1$. Если между теми же состояниями 1 и 2 рассмотреть процесс, изображенный штриховой линией 1—2, то изменение внутренней энергии останется прежним, т. е. $u_2 - u_1$, поскольку внутренняя энергия определяется состоянием рабочего тела. Таким образом, изменение внутренней энергии не зависит от характера процесса, протекающего между заданными состояниями.

Если du есть элементарное изменение внутренней энергии, то, очевидно,

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 du.$$

Пределами определенного интеграла являются состояние 1, т. е. параметры p_1, v_1, T_1 , и состояние 2, т. е. параметры p_2, v_2, T_2 .

Поскольку изменение внутренней энергии $\int du$ не зависит от характера процесса, происходящего между состояниями 1 и 2, подынтегральное выражение, т. е. du , является полным дифференциалом. Тогда, считая, что $u = f(T, v)$, можем написать

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv. \quad (1.8)$$

Здесь $\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ и $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ являются частными производными от внутренней энергии соответственно по температуре и объему. Индексы показывают, что производные взяты при постоянных значениях указанных в индексах параметров.

У идеальных газов $u = f(T)$ и

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT. \quad (1.9)$$

Внутренняя энергия и другие термодинамические величины, отнесенные к 1 кг рабочего тела, обозначаются строчными буквами, а к произвольному количеству его — соответственными прописными буквами.

Внутренняя энергия в системе единиц СИ измеряется в Дж, кДж и т. д. В прежней системе единиц внутренняя энергия измеряется обычно в ккал.

§ 7. Работа

Пусть в цилиндре под поршнем находится 1 кг рабочего тела. Внешняя среда производит на поршень площадью F равномерное давление p' (рис. 1.2, а). Если каким-либо образом, например вследствие подогрева, давление рабочего тела превысит давление внешних сил, то рабочее тело будет расширяться, а поршень перемещаться в цилиндре.

Элементарная работа, производимая рабочим телом при перемещении поршня на бесконечно малую величину dh (считаем, что при таком перемещении давление p' остается неизменным), будет равна $dl = p' F dh$. Так как $F dh$ представляет собой элементарное изменение объема dv , то

$$dl = p' dv.$$

Работа, производимая рабочим телом при его расширении в процессе 1—2, будет равна

$$l_{1-2} = \int_1^2 p' dv.$$

Совершенно такие же выражения для элементарной и конечной работы получатся, очевидно, и тогда, когда будет происходить сжатие рабочего тела под действием внешних сил и перемещение поршня будет направлено в противоположную сторону.

Полученные результаты справедливы и для рабочего тела произвольной формы. Действительно, разобьем поверхность, ограничивающую рабочее тело, на элементарные площадки dF (рис. 1.2, б). На каждую такую площадку действует сила $p' dF$. Если площадка переместится на расстояние dh , то производимая работа равна $p' dF dh$. Элементарная же работа, производимая рабочим телом при перемещении всех площадок, т. е. при расширении его на величину dv , составляет

$$dl = \int p' dF dh = p' \int dF dh = p' dv; \quad l_{1-2} = \int_1^2 p' dv.$$

В равновесном процессе давление рабочего тела p равно давлению внешней среды p' , и формулы для работы приобретают вид:

$$dl = p dv; \quad (I.10)$$

$$l_{1-2} = \int_1^2 p dv. \quad (I.11)$$

В общем случае давление p — величина переменная, и вычисление работы возможно только тогда, когда известна связь между давлением и объемом в процессе.

Работа, производимая рабочим телом против действия внешних сил при его расширении, называется *работой расширения*, а работа, производимая внешними силами над рабочим телом при его сжатии, — *работой сжатия*.

Из написанных уравнений для работы следует, что при расширении ($dv > 0$) работа положительна, а при сжатии ($dv < 0$) — отрицательна.

Работа может быть определена аналитически (по приведенным формулам). Для равновесного процесса она может быть определена и графически.

Пусть линия 1—2 представляет собой некоторый равновесный процесс в p - v -диаграмме (рис. 1.3). Проведя ординаты точек 1 и 2, получим площадь

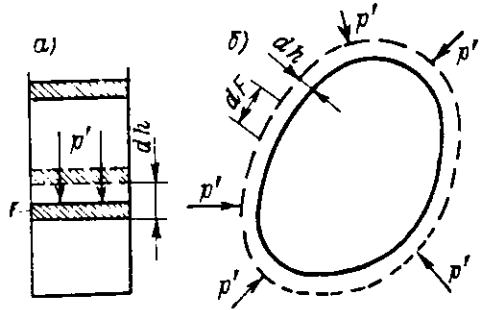


Рис. 1.2. К понятию работы

$a-1-2-b$, которая равна $\int_a^b p \, dv$. Следовательно, имея в виду, что $\int_a^b p \, dv =$
 $= l_{1-2}$, можно заключить: работа в p - v -диаграмме изображается в опре-

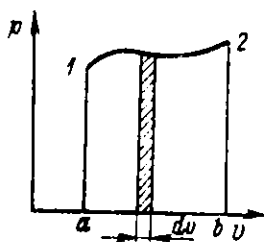


Рис. 1.3. Графическое изображение работы

деленном масштабе площадью, ограниченной линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс.

В двух процессах $1-m-2$ и $1-n-2$ (см. рис. 1.1), происходящих между одинаковыми начальными и конечными состояниями, работа различна. Следовательно, как это ясно и из всего изложенного, работа зависит от характера процесса, т. е. она является функцией процесса.

Изобразим графически работу в цикле. На рис. 1.4 приведен в p - v -диаграмме произвольный равновесный цикл $1-2-3-4-1$.

В процессе расширения $1-2-3$ работа положительна и изображается в определенном масштабе площадью $a-1-2-3-b$. В процессе сжатия $3-4-1$ работа отрицательна и изображается площадью $b-3-4-1-a$. Следовательно, работа в цикле изображается площадью $1-2-3-4-1$ и является положительной.

Если бы цикл протекал против часовой стрелки (цикл $1-4-3-2-1$), то отрицательная работа изобразилась бы площадью $b-3-2-1-a$, а положительная — площадью $a-1-4-3-b$. Следовательно, работа в цикле изобразилась бы площадью $1-4-3-2-1$ и была бы отрицательной.

Работа в системе единиц СИ измеряется в Дж; в прежней системе единиц — обычно в кгс·м.

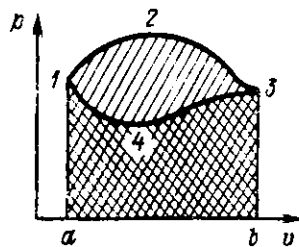


Рис. 1.4. Графическое изображение работы в цикле

§ 8. Теплота. Принцип эквивалентности теплоты и работы

При взаимодействии тел, имеющих неодинаковые температуры, может происходить передача энергии от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой путем непосредственного соприкосновения и излучения. Такая форма передачи энергии называется теплотой, а количество переданной энергии — количеством тепла.

Количество тепла, получаемого или отдаваемого телом, существенным образом зависит от характера процесса, т. е. является функцией процесса. Принято количество тепла, подводимого к телу, считать положительным, а отводимого от него — отрицательным.

Если к рабочему телу подводится количество тепла Q , которое полностью переходит в работу L , то работа строго соответствует (эквивалентна) количеству тепла. В соответствии с этим принципом эквивалентности теплоты и работы, основывающемся на законе сохранения энергии, можно написать: $Q = L$. Здесь предполагается, что Q и L измеряются в одинаковых единицах (в системе СИ в Дж). Если Q и L измеряются в разных единицах, то принцип эквивалентности теплоты и работы может быть написан в виде

$$Q = AL. \quad (1.12)$$

Коэффициент A в этом уравнении носит название **тепловое эквивалентное** работы. Во всех процессах перехода теплоты в работу коэффициент A имеет одно и то же постоянное значение. В ранее принятой системе единиц обычно Q измеряется в ккал, L — в кгс·м, тогда, согласно многочисленным опытам,

$$A = \frac{1}{427} \text{ ккал/(кгс·м)}.$$

Это значит, что для получения 1 кгс·м работы требуется при полном переходе теплоты в работу $\frac{1}{427}$ ккал тепла. Наоборот, для получения 1 ккал необходимо преобразовать в тепло 427 кгс·м работы.

Определим количество тепла, эквивалентного применяемой в технике величине — 1 кВт·ч; 1 кВт — единица мощности, равная 1 кДж/с = 102 кгс·м/с. 1 кВт·ч (1 кВт в течение часа) есть работа:

$$L = 1 \cdot 3600 = 3600 \text{ кДж};$$

$$L = 102 \cdot 3600 = 367200 \text{ кгс·м}.$$

Количество тепла, эквивалентного 1 кВт·ч:

$$Q = L = 3600 \text{ кДж};$$

$$Q = AL = \frac{1}{427} 367200 = 860 \text{ ккал}.$$

Итак, 1 кВт·ч = 3600 кДж = 367200 кгс·м = 860 ккал.

§ 9. Обратимые и необратимые процессы

Процесс изменения состояния рабочего тела называется **о б р а т и м ы м**, если вместе с возвратом рабочего тела в начальное состояние возвращается в начальное состояние и вся система взаимодействующих с ним тел.

Покажем, что процесс является обратимым, если он является равновесным. Пусть имеется изолированная от внешнего воздействия система, состоящая из следующих тел (рис. 1.5, а): источников тепла *A*, могущих получать

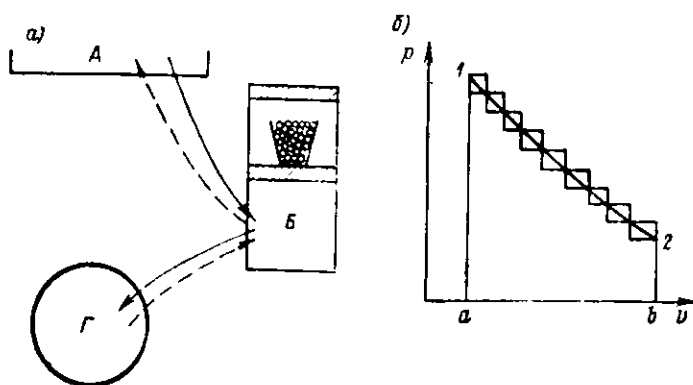


Рис. 1.5. К понятию обратимых процессов

или отдавать энергию в форме тепла, рабочего тела *Б*, находящегося в цилиндре под поршнем, и некоторого тела *Г*, могущего аккумулировать или отдавать работу. Пусть рабочее тело находится в равновесии под поршнем, нагруженным мелкими дробинками.

Равновесие возможно, если давление, оказываемое дробинками, равно давлению рабочего тела и температура рабочего тела равна температуре источника, с которым оно в данный момент взаимодействует. При этом давление и температура рабочего тела будут повсеместно одинаковы. Указанное равновесное состояние изобразится в *p-v*-диаграмме некоторой точкой 1 (рис. 1.5, б). Если удалить теперь одну дробинку, то давление рабочего тела уменьшится, а объем увеличится. Температура будет уменьшаться, но вследствие создавшейся разности температур рабочее тело получит некоторое количество тепла от источника и его температура останется неизменной. Через некоторое время после снятия дробинки установится новое равновесное состояние, характеризующееся новыми значениями давления и объема

и прежней температурой. Если в общем случае процесс должен протекать при переменной температуре рабочего тела, то вместе со снятием дробинки следует привести рабочее тело во взаимодействие с другим источником тепла температура которого отличается от температуры предыдущего источника на небольшую величину. Обмениваясь теплом с этим источником, рабочее тело придет в равновесие при температуре источника.

При последовательном снятии всех дробинок рабочее тело пройдет через определенное количество равновесных состояний и окажется в конце процесса в состоянии, изображенном точкой 2. Если представить теперь, что масса дробинок неограниченно убывает, а число дробинок неограниченно возрастает, то параметры каждого последующего равновесного состояния будут отличаться от параметров предыдущего равновесного состояния на бесконечно малые величины. Весь процесс расширения будет состоять из непрерывной последовательности равновесных состояний, т. е. будет равновесным процессом расширения $1-2$.

В равновесном процессе, происходящем при переменной температуре, рабочее тело приходит последовательно во взаимодействие с бесчисленным множеством источников, температуры которых отличаются друг от друга на бесконечно малые величины. Теплообмен между рабочим телом и источником в каждый момент протекания процесса происходит при бесконечно малой разности температур.

Представим теперь процесс, обратный рассмотренному, — процесс сжатия. Если он будет происходить бесконечно медленно, то рабочее тело пройдет в обратном порядке через те же равновесные состояния, через которые оно проходило при расширении, и вернется в начальное состояние 1. Таким образом, линия $1-2$ прямого процесса (расширения) совпадает с линией $2-1$ обратного процесса (сжатия).

В процессе расширения $1-2$ рабочее тело совершает работу, измеряемую в определенном масштабе площадью $a-1-2-b$, которая воспринимается аккумулятором работы Γ . В обратном процессе $2-1$ вся эта работа затрачивается на сжатие рабочего тела, и аккумулятор работы возвращается в исходное состояние.

Поскольку в результате прямого и обратного процессов рабочее тело возвращается в исходное состояние, его внутренняя энергия остается без изменения. Учитывая также равенство работ расширения и сжатия, можно, согласно закону сохранения энергии, утверждать, что если рабочее тело получило от источников определенное количество тепла при расширении, то оно возвратило его полностью при сжатии.

Таким образом, при условии равновесности процесса возврат рабочего тела в начальное состояние сопровождается возвратом в начальное состояние всей системы взаимодействующих тел, т. е. процесс становится обратимым.

Обратимые процессы предполагают отсутствие трения. В самом деле, если в процессе расширения рабочего тела имеется трение, то на это затрачивается часть совершаемой работы. Эта работа переходит в эквивалентное количество тепла, воспринимаемого самим рабочим телом. Поэтому работа, получаемая в процессе расширения при наличии трения, будет меньше работы, получаемой при отсутствии трения. Если теперь сжимать рабочее тело с целью возврата его в исходное состояние, то затрата работы на сжатие (по абсолютной величине) будет больше, чем при отсутствии трения, так как на преодоление трения затрачивается работа. Следовательно, при наличии трения работа, получаемая в процессе расширения рабочего тела, меньше работы, затрачиваемой на сжатие его до начального состояния. Поэтому процесс при наличии трения является необратимым.

Всякий неравновесный процесс является процессом необратимым. В самом деле, пусть в системе, состоящей из рабочего тела и аккумулятора работы, процесс расширения рабочего тела происходит не бесконечно медленно,

а с некоторой конечной скоростью, например при одновременном снятии всех дробинки в рассмотренной выше схеме. Тогда в части рабочего тела, находящейся ближе к поршню, в момент окончания расширения давление будет меньше, чем в той части, которая находится дальше от поршня. Если теперь быстро двинуть поршень на прежнее место, то в момент окончания сжатия в части рабочего тела, находящейся ближе к поршню, давление будет больше, чем в части, находящейся дальше от поршня. Таким образом, рабочее тело в процессах расширения и сжатия проходит через различные неравновесные состояния. Поэтому линии расширения и сжатия не совпадают и процесс является необратимым.

Неравновесный процесс с участием источников тепла протекает только при конечной разности температур между источниками и рабочим телом и поэтому необратим.

Все реальные процессы неравновесны и, следовательно, необратимы.

§ 10. Уравнения первого закона термодинамики

Первый закон термодинамики представляет собой закон сохранения и превращения энергии в применении к задачам, решаемым термодинамикой.

Если к рабочему телу подводится некоторое количество тепла, то часть тепла может пойти на увеличение внутренней энергии самого рабочего тела, а остальная часть — на совершение работы. Отсюда для любого процесса можно сформулировать закон — первый закон термодинамики: теплота, подведенная к рабочему телу в каком-либо процессе, расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела и на совершение работы.

Обозначим количество тепла, подводимого к 1 кг рабочего тела в процессе между состояниями 1 и 2, через q_{1-2} , а элементарное количество подводимого тепла через dq ; тогда, согласно первому закону термодинамики, следует записать:

$$dq = du + dl; \quad (I.13)$$

$$q_{1-2} = u_2 - u_1 + l_{1-2}. \quad (I.14)$$

Для любого количества рабочего тела, т. е. для массы M , эти уравнения имеют вид:

$$dQ = dU + dL; \quad (I.15)$$

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + L_{1-2}. \quad (I.16)$$

Уравнения (I.13)—(I.16) представляют собой аналитическое выражение первого закона термодинамики. Они справедливы для обратимых и необратимых процессов *. Подчеркиваем, что все три члена уравнений первого закона — количество теплоты, изменение внутренней энергии, работа — могут в зависимости от процесса иметь положительный или отрицательный знак или равняться нулю.

Уравнения (I.13)—(I.16) записаны в предположении, что все члены уравнений измеряются в одних и тех же единицах — в системе СИ в Дж. Если количество теплоты и изменение внутренней энергии измеряются в ккал, а работа в кгс·м, то в уравнениях первого закона перед последними членами следует написать тепловой эквивалент работы A . Например, уравнения (I.13) и (I.14) запишутся в виде:

$$dq = du + A dl; \quad (I.17)$$

$$q_{1-2} = u_2 - u_1 + Al_{1-2}. \quad (I.18)$$

* См. также § 12.

§ 11. Энтальпия. Выражение первого закона термодинамики через энтальпию

Энтальпия i есть некоторая функция состояния, которая для 1 кг рабочего тела равна (в Дж/кг)

$$i = u + pv. \quad (1.19)$$

Здесь u — внутренняя энергия в Дж/кг; p — абсолютное давление в Па; v — удельный объем в м³/кг.

В прежней системе единиц (в ккал/кгс)

$$i = u + A p v, \quad (1.20)$$

где u в ккал/кгс; p в кгс/м²; v в м³/кгс; $A = \frac{1}{427}$ ккал/(кгс·м).

Энтальпию можно представить себе следующим образом. Пусть 1 кг рабочего тела в равновесном процессе при постоянном давлении p перемещает поршень площадью F на расстояние h (рис. 1.6). При таком перемещении рабочее тело совершает работу $p F h = p v$, которая передается окружающей среде. Следовательно, с данным равновесным состоянием рабочего тела, характеризуемым параметрами p и v , связана энергия, складывающаяся из внутренней энергии самого рабочего тела и потенциальной энергии $p v$ окружающей среды. Эта полная энергия расширенной системы (рабочее тело плюс окружающая среда) целиком определяется состоянием рабочего тела и численно представляет собой его энтальпию i .

Дифференцируя уравнение (1.19), получим $di = du + p dv + v dp$, отсюда $du = di - p dv - v dp$. Подставляя последнее выражение в уравнение первого закона, написанного в виде $dq = du + p dv$, получим

$$dq = di - v dp. \quad (1.21)$$

Интегрируя последнее уравнение, имеем

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 - \int_1^2 v dp. \quad (1.22)$$

Уравнения (1.21) и (1.22) представляют собой аналитическое выражение первого закона термодинамики через энтальпию.

Если i определяется формулой (1.20), то в уравнениях первого закона перед последними членами следует написать тепловой эквивалент работы A .

В процессах при постоянном давлении рабочего тела ($p = \text{const}$) $dp = 0$, тогда из уравнений (1.21) и (1.22) получаем:

$$dq = di; \quad q_{1-2} = i_2 - i_1. \quad (1.23)$$

Эти уравнения показывают, что тепло, подводимое к рабочему телу в процессах при постоянном давлении, идет полностью на изменение энтальпии рабочего тела.

Начало отсчета энтальпии и начало отсчета внутренней энергии связаны между собой, что следует из уравнения (1.19). В том состоянии рабочего тела, в котором внутренняя энергия u принята равной нулю, $i = p v$.

Энтальпию в теплотехнике называют иногда теплосодержанием, что является неудачным, так как создает неверное представление о «содержании тепла» в теле.

§ 12. Уравнения первого закона термодинамики для процессов течения

Пусть по каналу переменного сечения течет газ или пар (рис. 1.7). Течение принимается неразрывным и установившимся, т. е. таким, при котором через все сечения канала протекает одна и та же постоянная во времени масса рабочего тела *. Рассмотрим детально уравнение первого закона термодинамики в применении к процессу течения на участке канала, ограниченном сечениями $0-0$ и $1-1$.

Параметры потока в сечении $0-0$ и левее его обозначим p_0 и v_0 , а площадь сечения канала — F_0 ; параметры потока в сечении $1-1$ и правее его — p_1 и v_1 , а площадь сечения канала — F_1 . Выделим элемент потока массой 1 кг. Под действием частиц потока слева выделенный элемент проходит сечение $0-0$, участок канала $0-1$ и сечение $1-1$, преодолевая действие частиц потока справа.

По мере движения от сечения $0-0$ к сечению $1-1$ параметры рабочего тела изменяются от p_0 и v_0 до p_1 и v_1 . Если заменить действие частиц потока слева и справа от выделенного элемента соответствующими силами давления, приложенными к невесомым пластинам, то рассматриваемое движение рабочего тела можно представить себе в следующем виде. Под действием пластины площадью F_0 , находящейся под давлением p_0 , рабочее тело проходит сечение $0-0$, участок канала $0-1$ и, двигаясь за сечением $1-1$, перемещает пластину площадью F_1 , находящуюся под давлением p_1 . Когда пластина слева пройдет расстояние h_0 , через участок канала $0-1$ протечет 1 кг рабочего тела, который переместит пластину справа на расстояние h_1 . Работа, произведенная рабочим телом против сил давления p_1 , равна $p_1 F_1 h_1$; работа, производимая над рабочим телом силами давления p_0 , равна $p_0 F_0 h_0$. Ввиду того что $F_1 h_1$ представляет собой удельный объем рабочего тела v_1 при давлении p_1 , а $F_0 h_0$ — удельный объем v_0 при давлении p_0 , можно написать:

$$p_1 F_1 h_1 = p_1 v_1;$$

$$p_0 F_0 h_0 = p_0 v_0.$$

Разность работ $p_1 v_1 - p_0 v_0$, представляющая собой работу, производимую 1 кг рабочего тела под действием внешних сил при его течении, называется **работой проталкивания**.

При движении потока по участку канала $0-1$ будет происходить изменение его скорости, т. е. изменение кинетической энергии видимого движения — внешней кинетической энергии потока. Если обозначить скорость потока в сечении $1-1$ через c_1 , а в сечении $0-0$ через c_0 и иметь в виду, что кинетическая энергия $M c^2/2$ для массы 1 кг равна $c^2/2$, то изменение кинетической энергии 1 кг рабочего тела равно $c_1^2/2 - c_0^2/2$.

Соответственно изменению параметров при течении по участку канала $0-1$ изменяется внутренняя энергия рабочего тела. Это изменение для 1 кг рабочего тела равно $u_1 - u_0$. Кроме того, каждый килограмм рабочего тела может производить работу l' , приводя в движение канал, в котором оно течет. Эта работа называется **технической работой**. В соответствии с изложенным, если к 1 кг потока при движении его по выделенному

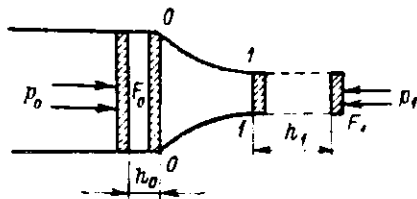


Рис. 1.7. К выводу уравнения первого закона термодинамики для процессов течения

* Индексация этого параграфа и гл. 9 соответствует обычно принятой для турбин и примененной в разделе турбин (часть вторая).

участку канала подводится количество тепла q_{0-1} , то, согласно первому закону термодинамики, можно написать:

$$q_{0-1} = u_1 - u_0 + (p_1 v_1 - p_0 v_0) + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} + l', \quad (1.24)$$

или

$$q_{0-1} = i_1 - i_0 + \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} + l'. \quad (1.25)$$

В дифференциальной форме:

$$dq = du + d(pv) + d \frac{c^2}{2} + dl';$$

$$dq = di + d \frac{c^2}{2} + dl'. \quad (1.26)$$

В прежней системе единиц с учетом того, что масса 1 кгс равна $1/g$, где g — ускорение силы тяжести, уравнения (1.25) и (1.26) запишутся в виде:

$$q_{0-1} = i_1 - i_0 + A \left(\frac{c_1^2}{2g} - \frac{c_0^2}{2g} \right) + Al'; \quad (1.27)$$

$$dq = di + Ad \frac{c^2}{2g} + A dl'. \quad (1.28)$$

На преодоление сил трения в необратимых процессах потоком затрачивается работа l_{mp} . Поэтому в правой части написанных уравнений должно быть слагаемое l_{mp} . Однако работа трения превращается в эквивалентное количество тепла q_{mp} , воспринимаемое рабочим телом. Поэтому в левой части этих уравнений следовало бы прибавить q_{mp} . Величины l_{mp} и q_{mp} взаимно сокращаются и в уравнениях не фигурируют.

Уравнения (1.24)—(1.28) являются аналитическим выражением первого закона термодинамики для процессов течения. Они справедливы для обратимых и необратимых процессов.

Сравнивая уравнения первого закона (1.24) и (1.14), можно видеть, что в процессах течения работа расширения распределяется на работу проталкивания, техническую работу и изменение внешней кинетической энергии потока.

Из сопоставления уравнений (1.21) и (1.26) получаем

$$-v dp = d \frac{c^2}{2} + dl'.$$

Отсюда техническая работа

$$dl' = -v dp - d \frac{c^2}{2}; \quad (1.29)$$

$$l' = - \int_0^1 v dp - \frac{c_1^2 - c_0^2}{2}. \quad (1.30)$$

В прежней системе единиц:

$$dl' = -v dp - d \frac{c^2}{2g}; \quad l' = - \int_0^1 v dp - \frac{c_1^2 - c_0^2}{2g}.$$

Техническая работа, непрерывно совершаемая потоком, в турбинах приводит во вращение лопасти рабочего колеса; в нагнетателях, в частности в центробежных компрессорах, техническая работа затрачивается на вращение рабочих лопаток колеса компрессора.

В отдельных случаях, например в ступенях центробежных турбокомпрессоров, можно считать скорости перед ступенью и за нею одинаковыми. В поршневых двигателях также можно не учитывать изменение скорости рабочего тела. Тогда техническая работа определяется уравнениями:

$$dl' = -v dp; \quad l' = - \int_0^1 v dp.$$

Пример 1. К рабочему телу подводится 20 кДж тепла. Расширяясь, оно совершает 5 кДж работы. Определить изменение внутренней энергии рабочего тела.

Согласно уравнению первого закона термодинамики, изменение внутренней энергии

$$U_2 - U_1 = Q_{1-2} - L_{1-2} = 20 - 5 = 15 \text{ кДж},$$

т. е. внутренняя энергия рабочего тела увеличилась в процессе на 15 кДж.

Пример 2. К 1 кгс рабочего тела подводится 10 ккал тепла. Определить изменение внутренней энергии рабочего тела, если, расширяясь, оно производит работу 9135 кгс·м.

По уравнению первого закона изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = q_{1-2} - Al_{1-2} = 10 - \frac{1}{427} 9135 = -11,4 \text{ ккал/кгс},$$

т. е. внутренняя энергия рабочего тела уменьшилась на 11,4 ккал/кгс.

Пример 3. На сжатие рабочего тела при постоянном давлении затрачена работа 40 кДж. Определить количество тепла и изменение энтальпии в процессе если изменение внутренней энергии рабочего тела составляет 16 кДж.

По условию задачи $L_{1-2} = -40$ кДж, а $U_2 - U_1 = 16$ кДж, следовательно, по уравнению (1.16) количество тепла

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + L_{1-2} = 16 - 40 = -24 \text{ кДж},$$

т. е. от рабочего тела отводится в этом процессе 24 кДж тепла.

Изменение энтальпии, согласно уравнению (1.23), равно

$$I_2 - I_1 = Q_{1-2} = -24 \text{ кДж},$$

т. е. энтальпия рабочего тела уменьшилась на 24 кДж.

ГЛАВА 3 ТЕПЛОЕМКОСТЬ

§ 13. Истинная и средняя теплоемкость

Теплоемкостью называется количество тепла, необходимого для повышения температуры тела на один градус. Рассматривается массовая, молярная и объемная теплоемкость. **М а с с о в а я** теплоемкость — это количество тепла, необходимого для повышения температуры 1 кг тела на 1° , иначе говоря, это теплоемкость, отнесенная к 1 кг тела. Соответственно **м о л ь н а я** теплоемкость — теплоемкость, отнесенная к одному киломолю, а **о б ъ е м н а я** — к 1 м^3 тела. Ввиду того что в 1 м^3 при различных давлениях и температурах содержится различное количество вещества, объемную теплоемкость относят к такому количеству вещества, которое содержится в 1 м^3 при нормальных условиях. Это количество вещества ранее называлось нормальным м^3 (нм^3). Таким образом, объемная теплоемкость относилась к нм^3 . Кроме того, вместо массовой рассматривалась весовая теплоемкость.

Количество тепла, подводимого для повышения температуры на 1° , существенным образом зависит от характера процесса. Поэтому значения теплоемкости в различных процессах различны.

Пусть в некотором процессе к 1 кг тела, имеющего параметры p, v, T , подводится количество тепла Δq , в результате чего температура тела повышается на Δt . Представим теперь, что подводимое тепло и соответственно • повышение температуры непрерывно уменьшаются, стремясь к нулю. Тогда

$$c_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta t} \right)_x = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_x \quad (1.31)$$

представляет собой теплоемкость тела при данной температуре, в данном состоянии и называется истинной массовой теплоемкостью. Индекс x указывает на то, что теплоемкость рассматривается в процессе, в котором некоторый параметр тела x остается неизменным. Таким параметром может быть давление тела, его удельный объем или некоторая функция параметров тела. Из уравнения (1.31) следует:

$$dq = c_x dt; \quad (1.32)$$

$$q_{1-2} = \int_1^2 c_x dt. \quad (1.33)$$

Пусть теперь к 1 кг тела, имеющего температуру t_1 , подводится количество тепла q_{1-2} , в результате чего температура тела повышается до t_2 . Тогда отношение

$$c_{xm} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1} \quad (1.34)$$

называется средней массовой теплоемкостью. Как видим, средняя теплоемкость относится к определенному интервалу температур.

Из уравнения (1.34) следует, что

$$q_{1-2} = c_{xm} (t_2 - t_1). \quad (1.35)$$

Из сопоставления уравнений (1.35) и (1.33) имеем

$$c_{xm} (t_2 - t_1) = \int_1^2 c_x dt,$$

откуда получаем формулу для вычисления средней массовой теплоемкости по истинной:

$$c_{xm} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_1^2 c_x dt. \quad (1.36)$$

В одном киломоле вещества содержится μ кг (μ — молекулярная масса), поэтому истинная молярная теплоемкость равна μc_x , а средняя молярная теплоемкость — μc_{xm} .

Объем одного киломоля идеальных газов в нормальных условиях равен $22,4 \text{ м}^3$, поэтому истинная и средняя объемные теплоемкости идеальных газов соответственно равны:

$$c'_x = \frac{\mu c_x}{22,4}; \quad (1.37)$$

$$c'_{xm} = \frac{\mu c_{xm}}{22,4}. \quad (1.38)$$

Теплоемкости измеряются: массовая — в $\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; молярная — в $\text{кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$; объемная — в $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$. В старой системе единиц: весовая — в $\text{ккал}/(\text{кгс} \cdot ^\circ\text{C})$; молярная — в $\text{ккал}/(\text{кмоль} \cdot ^\circ\text{C})$; объемная — в $\text{ккал}/(\text{нм}^3 \cdot ^\circ\text{C})$.

§ 14. Изобарная и изохорная теплоемкость

Рассмотрим теплоемкость в процессе, в котором не изменяется давление рабочего тела ($p = \text{const}$), и в процессе, в котором не изменяется объем рабочего тела ($v = \text{const}$). Теплоемкость в процессе при постоянном давлении называется изобарной, а в процессе при постоянном объеме — изохорной. Согласно уравнению (1.31), истинная массовая изобарная

теплоемкость c_p и истинная массовая изохорная теплоемкость c_v соответственно равны:

$$c_p = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_p; \quad c_v = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_v.$$

Имея в виду, что по уравнению первого закона для обратимых процессов $dq = du + p dv$ и что у реальных газов $u = f(p, t)$ или $u = \psi(v, t)$, а $v = \psi(p, t)$, можно написать:

$$c_p = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p; \quad (1.39)$$

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_v. \quad (1.40)$$

Разность теплоемкостей

$$c_p - c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p - \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_v. \quad (1.41)$$

Пользуясь уравнением (1.8), можем написать

$$dq = du + p dv = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_v dt + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_t + p \right] dv.$$

Отсюда

$$c_p = \left(\frac{\partial q}{\partial t} \right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_t + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p.$$

Учитывая уравнение (1.40), получим

$$c_p - c_v = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_t + p \right] \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p. \quad (1.42)$$

У идеальных газов внутренняя энергия не зависит от давления и объема, а зависит только от температуры. Поэтому для этих газов $\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_v$. С другой стороны, у идеальных газов $v = \frac{R}{p} T$, откуда $\left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_p = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p}$.

Следовательно, из уравнения (1.41) получим для идеальных газов

$$c_p - c_v = R. \quad (1.43)$$

Этот же результат можем получить и из уравнения (1.42), учитывая, что у идеальных газов $\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_t = 0$.

Разность мольных изобарной μc_p и изохорной μc_v теплоемкостей у идеальных газов составляет

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R = 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)} = 8,314 \text{ кДж/(кмоль} \cdot \text{К)}. \quad (1.44)$$

Уравнение (1.43) можно переписать в виде

$$c_v \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = R;$$

обозначая

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\mu c_p}{\mu c_v},$$

получим:

$$c_v (k - 1) = R; \quad c_v = \frac{R}{k - 1}. \quad (1.45)$$

В прежней системе единиц:

$$c_p - c_v = AR; \quad (1.46)$$

$$c_v = \frac{AR}{k - 1}; \quad (1.47)$$

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu AR = \frac{848}{427} \approx 2 \text{ ккал/(кмоль} \cdot \text{°C)}. \quad (1.48)$$

§ 15. Формулы и диаграммы для теплоемкости и количества теплоты

Истинная теплоемкость. Из уравнений (I.32), (I.13) и (I.10) следует, что

$$c_x = \frac{dq}{dt} = \frac{du + p dv}{dt}. \quad (I.49)$$

У реальных газов, как было указано, внутренняя энергия u и удельный объем v являются функциями двух независимых параметров, например t и p . Следовательно, в соответствии с уравнением (I.49) c_x является функцией двух независимых параметров.

В технических расчетах часто зависимость теплоемкости от давления или объема не учитывают и пользуются значениями теплоемкости реальных газов

как функции только температуры. Эти значения обычно приводятся в таблицах. Такие таблицы для молярных изобарных теплоемкостей по данным М. П. Вукаловича, В. А. Кирилина и В. Н. Тимофеева приведены в приложении I.

Табличные данные часто сводят в формулы типа

$$c_x = a_x + bt + dt^2 + \dots, \quad (I.50)$$

где $a_x, b, d, \dots$ — постоянные для данного газа коэффициенты. При $t = 0^\circ \text{C}$ получим $a_x = c_x$, т. е. коэффициент a представляет теплоемкость тела при температуре 0°C .

Уравнение (I.50) дает криволинейную зависимость c_x от t . Часто пользуются формулами, дающими прямолинейную зависимость c_x от t , т. е. формулами типа

$$c_x = a_x + bt. \quad (I.51)$$

Графически зависимость c_x от t , выражаемая уравнением (I.50), представлена на рис. I.8. Если провести ординаты точек A и B этой кривой, полу-

чится фигура, площадь которой $A - t_1 - t_2 - B$ равна $\int_1^2 c_x dt = q_{1-2}$.

Таким образом, площадь, ограниченная линией теплоемкости, крайними ординатами и осью абсцисс, выражает в tc_x -диаграмме в определенном масштабе количество тепла, участвующего в процессе.

Средняя теплоемкость. Имея кривую зависимости истинной теплоемкости c_x от t , можно графически определить среднюю теплоемкость c_{xm} в интервале температур от t_1 до t_2 . Для этого надо на рис. I.8 провести линию $A'B'$ так, чтобы площадь $A' - t_1 - t_2 - B'$ равнялась площади $A - t_1 - t_2 - B$; тогда ординаты линии $A' - B'$ дадут значения c_{xm} . В самом деле,

$$\begin{aligned} \text{пл. } A' - t_1 - t_2 - B' &= \text{пл. } A - t_1 - t_2 - B = q_{1-2} = \\ &= c_{xm} (t_2 - t_1), \end{aligned}$$

следовательно, высота прямоугольника $A' - t_1 - t_2 - B'$ есть c_{xm} .

Аналитически, имея формулу, выражающую зависимость c_x от t , можно, пользуясь уравнением (I.36), получить формулу для c_{xm} в интервале температур от t_1 до t_2 . Для прямолинейной зависимости c_x от t получим

$$c_{xm} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_1^2 c_x dt = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_1^2 (a_x + bt) dt,$$

откуда

$$c_{xm} = a_x + \frac{b}{2} (t_2 + t_1). \quad (I.52)$$

Если средняя теплоемкость берется в интервале температур от $t_1 = 0$ до $t_2 = t$, то

$$c_{xm} = a_x + \frac{b}{2} t, \quad (1.53)$$

т. е. в этом случае средняя теплоемкость отличается от истинной только вдвое меньшим коэффициентом при t .

В табл. 5 и 6 приложения I приведены формулы для средней теплоемкости при постоянном давлении и при постоянном объеме, справедливые в интервале температур $0-1500^\circ\text{C}$, с подставленными численными значениями коэффициентов a_x и b .

Поскольку как таблицы, так и формулы для c_{xm} относятся, как правило, к интервалу температур от 0°C до данной температуры t , а в уравнение (1.35) входит теплоемкость c_{xm} для интервала температур от t_1 до t_2 , то для вычисления количества тепла q_{1-2} по значениям средней теплоемкости, приводимым в таблицах, уравнение (1.35) можно написать в виде

$$q_{1-2} = c_{xm} \int_0^{t_2} dt - c_{xm} \int_0^{t_1} dt. \quad (1.54)$$

Здесь $c_{xm} \int_0^{t_2}$ и $c_{xm} \int_0^{t_1}$ представляют собой средние теплоемкости в интервалах температур от 0°C до соответственно t_2 и t_1 . Эти значения теплоемкости можно брать из табл. 1—4 приложения I или вычислять для данного значения температуры по формулам, приведенным в табл. 5 и 6 приложения I.

Постоянная теплоемкость. В приближенных расчетах часто пренебрегают зависимостью теплоемкости газов от температуры, т. е. считают теплоемкость газа величиной постоянной.

Постоянные значения молярных теплоемкостей, одинаковые, согласно кинетической теории теплоемкостей, для газов одинаковой атомности, приведены в табл. 1.1; здесь же даны и значения $k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\mu c_p}{\mu c_v}$.

Т а б л и ц а 1.1. Постоянные значения молярной теплоемкости идеальных газов

Газы	Теплоемкость, кДж/(кмоль·К)		Теплоемкость, ккал/(кмоль·°C)		k
	μc_v	μc_p	μc_v	μc_p	
Одноатомные	12,6	20,9	3	5	1,67
Двухатомные	20,9	29,3	5	7	1,40
Трех- и многоатомные	29,3	37,7	7	9	1,29

Пример 1. Определить истинные молярную, массовую и объемную теплоемкости при постоянном давлении кислорода, температура которого равна 300°C .

Из табл. 1 и 2 приложения I истинная молярная изобарная теплоемкость кислорода $\mu c_p = 31,832$ кДж/(кмоль·К); $\mu c_p = 7,603$ ккал/(кмоль·°C). Следовательно, истинная массовая изобарная теплоемкость кислорода

$$c_p = \frac{\mu c_p}{\mu} = \frac{31,832}{32} = 0,99 \text{ кДж/(кг·К)}; \quad c_p = \frac{7,603}{32} = 0,238 \text{ ккал/(кгс·°C)}.$$

Истинная объемная изобарная теплоемкость кислорода на основании уравнения (1.37)

$$c_p' = \frac{\mu c_p}{22,4} = \frac{31,832}{22,4} = 1,42 \text{ кДж/(м}^3\text{·К)}; \quad c_p' = \frac{7,603}{22,4} = 0,34 \text{ ккал/(нм}^3\text{·°C)}.$$

Пример 2. Средняя массовая изобарная теплоемкость СО задается формулой (см. табл. 5 приложения 1):

$$c_{pm} = 1,0311 + 0,00009699t \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}. \quad (a)$$

Определить количество тепла, необходимого для повышения температуры 7 кг СО от 500 до 800° С.

Пример может быть решен тремя способами.

1 способ. Увеличив вдвое коэффициент при t в формуле для средней массовой теплоемкости, получим формулу для истинной массовой теплоемкости (см. уравнения (1.51) и (1.53)):

$$c_p = 1,0311 + 0,0001940t.$$

Определяем искомое количество тепла, пользуясь уравнением (1.33):

$$\begin{aligned} Q_{1-2} &= M \int_1^2 c_p dt = M \int_1^2 (1,0311 + 0,0001940t) dt = \\ &= M \left[1,0311 (t_2 - t_1) + 0,0001940 \frac{t_2^2 - t_1^2}{2} \right] = \\ &= 7 \left(1,0311 \cdot 300 + 0,0001940 \frac{800^2 - 500^2}{2} \right) = 2430 \text{ кДж}. \end{aligned}$$

2 способ. Подставляя значения t в уравнение (a), определяем $c_{pm} \Big|_0^{500}$ и $c_{pm} \Big|_0^{800}$, а затем определяем Q_{1-2} , согласно уравнению (1.54):

$$\begin{aligned} c_{pm} \Big|_0^{500} &= 1,0311 + 0,00009699 \cdot 500 = 1,0796 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \\ c_{pm} \Big|_0^{800} &= 1,0311 + 0,00009699 \cdot 800 = 1,1087 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \\ Q_{1-2} &= M \left(c_{pm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{pm} \Big|_0^{t_1} t_1 \right) = 7 (1,1087 \cdot 800 - 1,0796 \cdot 500) = 2430 \text{ кДж}. \end{aligned}$$

3 способ. Определяем по формуле (1.52) среднюю массовую теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 :

$$c_{pm} = a_x + \frac{b}{2} (t_2 + t_1) = 1,0311 + 0,00009699 \cdot 1300 = 1,1572 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Находим затем количество тепла по формуле (1.35):

$$Q_{1-2} = M c_{pm} (t_2 - t_1) = 7 \cdot 1,1572 \cdot 300 = 2430 \text{ кДж}.$$

Последний способ является наиболее простым.

Решая этот пример в прежней системе единиц, следует формулу для c_{pm} взять из табл. 5 приложения 1 в ккал/(кгс $^{\circ}$ С), или, что то же самое, уменьшить коэффициенты в уравнении (a) в 4,1868 раза. Дальнейшее решение может быть выполнено по одному из приведенных выше способов.

Пример 3. Определить количество тепла, которое должно быть отведено при постоянном объеме от углекислого газа, занимающего при нормальных условиях объема 20 м³, для понижения его температуры от 400 до 200° С.

Согласно определениям,

$$Q_{1-2} = V c'_{vm} (t_2 - t_1).$$

Из табл. 6 приложения 1

$$c'_{vm} = 1,3281 + 0,0004798t.$$

Следовательно, средняя объемная изохорная теплоемкость в интервале температур от 200 до 400° С, согласно уравнениям (1.52) и (1.53) равна

$$c'_{vm} = 1,3281 + 0,0004798 \cdot 600 = 1,6160 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}.$$

Искомое количество тепла

$$Q_{1-2} = -20 \cdot 1,6160 \cdot 200 = -6464 \text{ кДж}.$$

§ 16. Основной закон и способы задания газовых смесей

Смеси газов часто встречаются в теплоэнергетике. Так, при сгорании топлива в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания или в топках паровых котлов образуются смеси различных газов. Причем эти газы не вступают в химические реакции между собой. Именно такие механические смеси и рассматриваются технической термодинамикой, причем газы, составляющие смесь, считаются идеальными.

Основной закон газовых смесей. Все газы в смеси имеют общую температуру. При этом каждый газ производит такое давление, какое он производил бы, если бы один занимал весь объем смеси при ее температуре. Это давление называется *парциальным давлением* данного газа. Таким образом, при парциальном давлении и температуре смеси объем отдельного газа равен объему смеси. Основной закон газовых смесей — закон Дальтона — гласит: общее давление смеси равно сумме парциальных давлений газов, составляющих смесь. Таким образом, если p — давление смеси, $p_1, p_2, \dots, p_n$ — парциальные давления отдельных газов, то

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n. \quad (1.55)$$

Смеси газов могут быть заданы несколькими способами.

Задание смеси массовыми долями. Пусть M есть масса смеси, а $M_1, M_2, \dots, M_n$ — массы отдельных газов в смеси. Очевидно,

$$M = M_1 + M_2 + \dots + M_n.$$

Отношение массы отдельного газа к массе смеси называется *массовой долей* газа. Для некоторого i -го газа массовая доля

$$m_i = \frac{M_i}{M}. \quad (1.56)$$

Массовые доли отдельных газов: $m_1 = \frac{M_1}{M}$; $m_2 = \frac{M_2}{M}$; $\dots$; $m_n = \frac{M_n}{M}$. Следовательно,

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = 1.$$

В прежней системе единиц рассматривается *весовая доля* газа, представляющая собой отношение веса отдельного газа к весу смеси. Для i -го газа *весовая доля*

$$g_i = \frac{G_i}{G}, \quad (1.57)$$

где G_i — вес отдельного газа; G — вес смеси. Очевидно, что весовая доля численно равна массовой доле.

Задание смеси объемными долями. Если удалить из смеси все газы за исключением одного и оставшийся газ сжать при неизменной температуре до давления, которым обладала смесь, то объем, который займет этот газ, называется его *парциальным объемом*. Иными словами, парциальный объем — это объем, который занимал бы отдельный газ, обладая давлением и температурой смеси.

Покажем, что общий объем смеси равен сумме парциальных объемов отдельных газов. Уравнение состояния для M_i кг i -го газа, написанное через парциальное давление p_i этого газа, имеет вид

$$p_i V = M_i R_i T, \quad (1.58)$$

где V и T — объем и температура смеси; R_i — газовая постоянная i -го газа.

Уравнение состояния для этого же газа, написанное через его парциальный объем V_i ,

$$pV_i = M_i R_i T. \quad (1.59)$$

Сопоставляя уравнения (1.58) и (1.59), получаем:

$$p_i V = pV_i; \quad V_i = \frac{p_i}{p} V, \quad (1.60)$$

следовательно,

$$V_1 = \frac{p_1}{p} V; \quad V_2 = \frac{p_2}{p} V; \quad \dots; \quad V_n = \frac{p_n}{p} V.$$

Складывая левые и правые части последних уравнений, получим

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = \left(\frac{p_1}{p} + \frac{p_2}{p} + \dots + \frac{p_n}{p} \right) V = V,$$

что и следовало показать.

Отношение парциального объема газа к общему объему смеси называется **объемной долей** газа. Для i -го газа объемная доля

$$r_i = \frac{V_i}{V}. \quad (1.61)$$

Объемные доли отдельных газов:

$$r_1 = \frac{V_1}{V}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V}; \quad \dots; \quad r_n = \frac{V_n}{V}.$$

Следовательно,

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1.$$

Задание смеси мольными долями. Число киломолей a всей смеси равно сумме чисел киломолей $a_1, a_2, \dots, a_n$ отдельных газов;

$$a = a_1 + a_2 + \dots + a_n.$$

Отношение числа киломолей отдельного газа к общему числу киломолей смеси называется **мольной долей** газа.

Мольная доля газа численно равна его объемной доле. В самом деле, парциальный объем i -го газа $V_i = V_{\mu i} a_i$, где $V_{\mu i}$ — объем одного киломоля i -го газа при давлении и температуре смеси, a_i — число киломолей этого газа. Аналогично объем всей смеси $V = V_{\mu} a$, где V_{μ} — объем одного киломоля смеси. При одинаковых давлениях и температурах объем одного киломоля всех газов один и тот же. Поэтому $V_{\mu i} = V_{\mu}$. Следовательно,

$$\frac{V_i}{V} = \frac{a_i}{a} = r_i. \quad (1.62)$$

§ 17. Средняя (кажущаяся) молекулярная масса и газовая постоянная смеси

В механических смесях молекулы отдельных газов не вступают в химическое соединение, поэтому нельзя говорить о действительной молекулярной массе смеси. Вследствие этого вводится условное представление о средней (кажущейся) молекулярной массе смеси, под которой понимается молекулярная масса воображаемого газа, заменяющего действительную смесь и состоящего из одинаковых, средних по массе молекул. Масса такой средней молекулы равна массе смеси, деленной на число ее молекул.

Если μ и a — соответственно молекулярная масса и число киломолей смеси, μ_1 и a_1 , μ_2 и a_2 , $\dots$, μ_n и a_n — соответственно молекулярные массы и числа киломолей составляющих смесь газов, то для массы смеси и масс отдельных газов в смеси можно написать:

$$M = \mu a; \quad M_1 = \mu_1 a_1; \quad M_2 = \mu_2 a_2; \dots; \quad M_n = \mu_n a_n. \quad (1.63)$$

Но так как $M = M_1 + M_2 + \dots + M_n$, то

$$\mu a = \mu_1 a_1 + \mu_2 a_2 + \dots + \mu_n a_n;$$

$$\mu = \mu_1 \frac{a_1}{a} + \mu_2 \frac{a_2}{a} + \dots + \mu_n \frac{a_n}{a},$$

или

$$\mu = \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n, \quad (1.64)$$

иначе

$$\mu = \sum_1^n \mu_i r_i. \quad (1.65)$$

Уравнения (1.64) и (1.65) служат для определения средней молекулярной массы смеси по объемным или мольным долям газов.

Согласно уравнениям (1.56) и (1.63), имеем:

$$M_1 = m_1 M = \mu_1 a_1; \quad M_2 = m_2 M = \mu_2 a_2; \quad \dots; \quad M_n = m_n M = \mu_n a_n.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} a &= a_1 + a_2 + \dots + a_n = \frac{m_1}{\mu_1} M_1 + \frac{m_2}{\mu_2} M_2 + \dots + \frac{m_n}{\mu_n} M_n = \\ &= M \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{m_n}{\mu_n} \right) = M \sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}. \end{aligned}$$

Отсюда, учитывая уравнение (1.63), получим

$$\mu = \frac{1}{\sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}}. \quad (1.66)$$

Эта формула служит для вычисления средней молекулярной массы смеси по массовым долям газов.

Газовая постоянная R смеси проще всего определяется из уравнения

$$R = \frac{R\mu}{\mu} = \frac{8314}{\mu} \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)},$$

где μ — масса киломоля смеси, численно равная ее средней молекулярной массе.

В прежней системе единиц

$$R = \frac{848}{\mu} \text{ кгс} \cdot \text{м/(кгс} \cdot \text{К)}.$$

§ 18. Соотношения между массовыми и объемными долями.

Парциальное давление газов

Массовая доля i -го газа

$$m_i = \frac{M_i}{M} = \frac{\mu_i a_i}{\mu a} = \frac{\mu_i r_i}{\mu}, \quad (1.67)$$

или с учетом уравнения (1.65)

$$m_i = \frac{\mu_i r_i}{\sum_1^n \mu_i r_i}. \quad (1.68)$$

Объемная доля i -го газа из формулы (1.67)

$$r_i = \frac{m_i}{\mu_i} \mu,$$

а с учетом уравнения (1.66)

$$r_i = \frac{\frac{m_i}{\mu_i}}{\sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}}. \quad (1.69)$$

Уравнение (1.68) служит для определения массовых долей по объемным или мольным долям, а уравнение (1.69) — для определения объемных долей по массовым долям.

Уравнения для определения парциальных давлений газов могут быть составлены следующим образом. Из уравнения (1.60) имеем

$$p_i = \frac{V_i}{V} p,$$

или

$$p_i = r_i p. \quad (1.70)$$

Заменяя r_i по уравнению (1.69), получим

$$p_i = \frac{\frac{m_i}{\mu_i}}{\sum_1^n \frac{m_i}{\mu_i}} p. \quad (1.71)$$

Уравнение состояния для M кг смеси

$$pV = MRT. \quad (1.72)$$

Разделив уравнение (1.58) на уравнение (1.72), получим

$$\frac{p_i}{p} = \frac{M_i}{M} \cdot \frac{R_i}{R},$$

откуда

$$p_i = m_i \frac{R_i}{R} p. \quad (1.73)$$

Уравнение (1.70) служит для определения парциальных давлений газов по их объемным или мольным долям, а уравнения (1.71) и (1.73) — по массовым долям.

§ 19. Теплоемкость смеси

Для повышения температуры смеси на 1° нужно повысить на 1° температуру каждой составляющей смеси. Поэтому если c — массовая теплоемкость смеси, а $c_1, c_2, \dots, c_n$ — массовые теплоемкости газов, составляющих смесь, то

$$Mc = M_1 c_1 + M_2 c_2 + \dots + M_n c_n,$$

откуда

$$c = m_1 c_1 + m_2 c_2 + \dots + m_n c_n,$$

или

$$c = \sum_1^n m_i c_i. \quad (1.74)$$

Подставляя значение m_i из уравнений (1.67) в уравнение (1.74), получим

$$c = \sum_1^n \frac{\mu_i r_i c_i}{\mu},$$

или, учитывая уравнение (1.65),

$$c = \frac{\sum_1^n \mu_i r_i c_i}{\sum_1^n \mu_i r_i}. \quad (1.75)$$

Так как $\mu_i c_i = (\mu c)_i$ — мольная теплоемкость i -го газа, то

$$c = \frac{\sum_1^n r_i (\mu c)_i}{\sum_1^n \mu_i r_i}. \quad (1.76)$$

Уравнение (1.74) служит для определения массовой теплоемкости смеси по массовым долям газов, а уравнения (1.75) и (1.76) — по объемным или мольным долям.

По известной массовой теплоемкости смеси можно определить мольную и объемную теплоемкость (см. стр. 24).

Пример 1. Дымовые газы состоят по объему из 8% O_2 , 78% N_2 и 14% CO_2 . Определить среднюю молекулярную массу и газовую постоянную смеси, ее истинную массовую теплоемкость при температуре $20^\circ C$ и плотность при температуре $20^\circ C$ и давлении 0,1 МПа ($1,02 \text{ кгс/см}^2$), а также массовые доли и парциальные давления компонентов смеси при этом же давлении.

Средняя молекулярная масса дымовых газов на основании уравнения (1.65)

$$\mu = \mu_{O_2} r_{O_2} + \mu_{N_2} r_{N_2} + \mu_{CO_2} r_{CO_2} = 32 \cdot 0,08 + 28 \cdot 0,78 + 44 \cdot 0,14 = 30,54.$$

Газовая постоянная дымовых газов:

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{30,54} = 272,2 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}; \quad R = \frac{848}{30,54} = 27,7 \text{ кгс} \cdot \text{м/(кгс} \cdot \text{K)}.$$

Истинная массовая теплоемкость дымовых газов на основании уравнения (1.76)

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{\sum_1^n r_i (\mu c)_i}{\mu} = \frac{r_{O_2} (\mu c)_{O_2} + r_{N_2} (\mu c)_{N_2} + r_{CO_2} (\mu c)_{CO_2}}{\mu} = \\ &= \frac{1}{30,54} (0,08 \cdot 29,35 + 0,78 \cdot 29,03 + 0,14 \cdot 36,72) = 0,985 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}; \\ c_p &= 0,235 \text{ ккал/(кгс} \cdot ^\circ\text{C)}. \end{aligned}$$

Значения μc_p для отдельных газов взяты здесь интерполяцией из табл. 1 приложения I.

Плотность дымовых газов

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{p}{RT} = \frac{100000}{272,2 \cdot 293,15} = 1,26 \text{ кг/м}^3.$$

Массовая доля кислорода согласно уравнению (1.67),

$$m_{O_2} = \frac{r_{O_2} \mu_{O_2}}{\mu} = \frac{0,08 \cdot 32}{30,54} = 0,084.$$

Массовая доля азота

$$m_{N_2} = 0,78 \frac{28}{30,54} = 0,715.$$

Массовая доля углекислого газа

$$m_{CO_2} = 1 - 0,084 - 0,715 = 0,201.$$

Парциальное давление кислорода на основании уравнения (1.70)

$$p_{O_2} = r_{O_2} p = 0,08 \cdot 0,1 = 0,008 \text{ МПа } (0,082 \text{ кгс/см}^2).$$

Парциальное давление азота

$$p_{N_2} = 0,78 \cdot 0,1 = 0,078 \text{ МПа (0,796 кгс/см}^2\text{)}.$$

Парциальное давление углекислого газа

$$p_{CO_2} = 0,14 \cdot 0,1 = 0,014 \text{ МПа (0,143 кгс/см}^2\text{)}.$$

Пример 2. Масса воздуха состоит в основном из 23,2% кислорода и 76,8% азота. Определить: среднюю молекулярную массу и газовую постоянную воздуха; среднюю теплоемкость воздуха при постоянном давлении (массовую, объемную и мольную) в интервале температур 0—100° С; объемные доли и парциальные давления компонентов при давлении воздуха 0,1 МПа (1,02 кгс/см²).

Согласно уравнению (1.66), средняя молекулярная масса воздуха

$$\mu = \frac{1}{\frac{m_{O_2}}{\mu_{O_2}} + \frac{m_{N_2}}{\mu_{N_2}}} = \frac{1}{\frac{0,232}{32} + \frac{0,768}{28}} = 28,9.$$

Газовая постоянная воздуха

$$R = \frac{8314}{28,9} = 287,6 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}; \quad R = \frac{848}{28,9} = 29,3 \text{ кгс} \cdot \text{м/(кгс} \cdot \text{К)}.$$

Если учесть и другие составляющие воздуха, можно получить более точные значения μ и R , а именно: $\mu = 28,95$; $R = 287,18 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$; $R = 29,27 \text{ кгс} \cdot \text{м/(кгс} \cdot \text{К)}$.

Пользуясь табл. 3 приложения 1, получим по формуле (1.74) среднюю мольную изобарную теплоемкость воздуха:

$$\begin{aligned} \mu c_{pm} &= m_{O_2} \mu c_{pmO_2} + m_{N_2} \mu c_{pmN_2} = \\ &= 0,232 \cdot 29,538 + 0,768 \cdot 29,048 = 29,182 \text{ кДж/(кмоль} \cdot \text{К)}; \quad \mu c_{pm} = 6,963 \text{ ккал/(кмоль} \cdot \text{°С)}. \end{aligned}$$

Тогда средняя массовая теплоемкость воздуха

$$c_{pm} = \frac{\mu c_{pm}}{\mu} = \frac{29,182}{28,95} = 1,008 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \quad c_{pm} = 0,240 \text{ ккал/(кгс} \cdot \text{°С)};$$

средняя объемная теплоемкость воздуха

$$c'_{pm} = \frac{\mu c_{pm}}{22,4} = \frac{29,182}{22,4} = 1,303 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}; \quad c'_{pm} = 0,311 \text{ ккал/(нм}^3 \cdot \text{°С)}.$$

Объемная доля кислорода по формуле (1.69)

$$r_{O_2} = \frac{\frac{m_{O_2}}{\mu_{O_2}}}{\frac{m_{O_2}}{\mu_{O_2}} + \frac{m_{N_2}}{\mu_{N_2}}} = \frac{\frac{0,232}{32}}{\frac{0,232}{32} + \frac{0,768}{28}} = 0,21;$$

объемная доля азота

$$r_{N_2} = 1 - r_{O_2} = 1 - 0,21 = 0,79.$$

Парциальные давления кислорода и азота, согласно уравнению (1.70), соответственно равны:

$$p_{O_2} = 0,21 \cdot 0,1 = 0,021 \text{ МПа (0,215 кгс/см}^2\text{)};$$

$$p_{N_2} = 0,79 \cdot 0,1 = 0,079 \text{ МПа (0,805 кгс/см}^2\text{)}.$$

ГЛАВА 5

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

§ 20. Изменение внутренней энергии

Внутренняя энергия реальных газов и паров как указывалось, является функцией двух независимых параметров, в частности T и v , и ее элементарное изменение du определяется уравнением (1.8). Для идеальных газов из сопоставления уравнений (1.9) и (1.40) получаем

$$du = c_v dT. \quad (1.77)$$

Отсюда

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT. \quad (1.78)$$

Если считать теплоемкости идеальных газов величинами постоянными, то

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1). \quad (1.79)$$

Если теплоемкости идеальных газов переменные, то, пользуясь средними теплоемкостями, можно написать

$$u_2 - u_1 = c_{vm} (T_2 - T_1), \quad (1.80)$$

где c_{vm} — средняя массовая изохорная теплоемкость в интервале температур от T_1 до T_2 .

Уравнения (1.79) и (1.80) справедливы для любых процессов идеальных газов, поскольку внутренняя энергия определяется состоянием газа и ее изменение не зависит от характера процесса.

§ 21. Изохорный процесс

Процесс, в котором не изменяется удельный, а следовательно, и полный объем пара или газа, называется **и з о х о р н ы м**. В этом процессе производится нагрев или охлаждение постоянного количества пара или газа в замкнутом пространстве. Линия, изображающая изохорный процесс, называется **и з о х о р о й**. Уравнение изохоры $v = \text{const}$.

Для каждого состояния идеального газа справедливо уравнение $p v = R T$, отсюда

$$p = \frac{R}{v} T.$$

Так как в обратимом изохорном процессе $R/v = \text{const}$, то в этом процессе давление идеального газа прямо пропорционально его абсолютной температуре. Для изохорного процесса 1—2 это можно записать в виде следующего соотношения между параметрами:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.81)$$

Изменение внутренней энергии в изохорном процессе при $c_v = \text{const}$

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1),$$

а при переменной теплоемкости идеального газа

$$u_2 - u_1 = c_{vm} (T_2 - T_1).$$

Работа

$$dl = p dv = 0; \quad l_{1-2} = 0.$$

Количество тепла, участвующего в процессе, согласно уравнению первого закона термодинамики, равно изменению внутренней энергии:

$$q_{1-2} = u_2 - u_1; \quad q_{1-2} = c_v (T_2 - T_1), \quad (1.82)$$

а при переменной теплоемкости идеального газа

$$q_{1-2} = c_{vm} (T_2 - T_1).$$

§ 22. Изобарный процесс

Процесс, в котором не изменяется давление пара или газа, называется **и з о б а р н ы м**, а линия, изображающая этот процесс, — **и з о б а р о й**. Уравнение изобарного процесса $p = \text{const}$. В обратимом изобарном процессе $R/p = \text{const}$ и в соответствии с уравнением состояния идеального газа

$$v = \frac{RT}{p}$$

получаем, что в обратимом изобарном процессе удельный объем идеального газа прямо пропорционален его абсолютной температуре — закон Гей-Люссака. Для изобарного процесса 1—2 можно записать

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.83)$$

Целесообразно подчеркнуть, что согласно этому уравнению изобарное расширение сопровождается повышением температуры газа, а изобарное сжатие — уменьшением температуры.

Изменение внутренней энергии в этом процессе

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1),$$

а при переменной теплоемкости идеального газа

$$u_2 - u_1 = c_{vm} (T_2 - T_1).$$

Работа в обратимом изобарном процессе

$$l_{1-2} = \int_1^2 p \, dv = p \int_1^2 dv; \quad l_{1-2} = p(v_2 - v_1). \quad (1.84)$$

При замене в этом уравнении pv_2 и pv_1 через RT_2 и RT_1 получим

$$l_{1-2} = R (T_2 - T_1). \quad (1.85)$$

Пользуясь этим уравнением, можно дать простое толкование газовой постоянной. Действительно, $R = \frac{l_{1-2}}{T_2 - T_1}$, т. е. газовая постоянная численно равна работе, совершаемой 1 кг газа при изменении его температуры на один градус в изобарном процессе.

Количество тепла, участвующего в изобарном процессе, согласно уравнению (1.33), можно определить по формуле

$$q_{1-2} = \int_1^2 c_p \, dT.$$

Отсюда при постоянной теплоемкости идеального газа

$$q_{1-2} = c_p (T_2 - T_1), \quad (1.86)$$

а при переменной теплоемкости

$$q_{1-2} = c_{pm} (T_2 - T_1),$$

где c_{pm} — средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от T_1 до T_2 .

Количество тепла q_{1-2} можно определить и по уравнениям первого закона термодинамики:

$$q_{1-2} = u_2 - u_1 + l_{1-2}; \quad q_{1-2} = i_2 - i_1.$$

§ 23. Изотермический процесс

Процесс, в котором не изменяется температура пара или газа, называется **изотермическим**, а линия, изображающая этот процесс, — **изотермой**. Уравнение изотермы $T = \text{const}$. Из уравнения состояния идеального газа $p v = RT$ следует, что при $T = \text{const}$ и $p v = \text{const}$, т. е. в обратимом изотермическом процессе давление идеального газа обратно пропорционально его удельному объему — закон Бойля—Мариотта.

Для процесса 1—2 можно написать

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (1.87)$$

Изменение внутренней энергии идеального газа в изотермическом процессе равно нулю, так как внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры.

Этот же результат получается и из уравнения (1.79), так как в изотермическом процессе $T_2 = T_1$. Итак, для этого процесса

$$u_2 - u_1 = 0.$$

Формулу для работы в обратимом изотермическом процессе можно получить, если в общее уравнение работы $l_{1-2} = \int_1^2 p dv$ подставить $p = \frac{RT}{v}$ и проинтегрировать. Тогда получим

$$l_{1-2} = \int_1^2 \frac{RT}{v} dv = RT (\ln v_2 - \ln v_1); \quad l_{1-2} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (1.88)$$

или

$$l_{1-2} = 2,303RT \lg \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.89)$$

Так как $RT = \text{const} = p v = p_1 v_1 = p_2 v_2$, то

$$l_{1-2} = 2,303 p v \lg \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.90)$$

Количество тепла, участвующего в изотермическом процессе, согласно первому закону термодинамики равно работе, так как изменение внутренней энергии равно нулю:

$$q_{1-2} = l_{1-2}. \quad (1.91)$$

В прежней системе единиц

$$q_{1-2} = A l_{1-2}.$$

§ 24. Адиабатный процесс

Процесс, происходящий без теплообмена между паром или газом и окружающей его средой, называется **адиабатным**, а линия, изображающая этот процесс, — **адиабатой**. По определению в адиабатном процессе $dq = 0$ и, следовательно, $q_{1-2} = 0$. Уравнение $q_{1-2} = 0$ не означает отсутствие теплообмена в процессе, так как если рабочее тело в одной части некоторого процесса получит (или отдаст) такое же количество тепла, какое отдаст (или получит) в другой части этого процесса, то $q_{1-2} = 0$ в то время как имеется теплообмен. Таким образом, $q_{1-2} = 0$ не означает, что и $dq = 0$, и не служит поэтому условием адиабатности процесса.

Чтобы обеспечить в чистом виде адиабатный процесс, пар или газ должен изменять свое состояние в пространстве, ограниченном абсолютно нетеплопроводными поверхностями. Таких поверхностей в действительности нет.

Далее следует отметить, что при отсутствии теплообмена с внешней средой рабочее тело может получить тепло вследствие трения. В этом случае адиабатный процесс будет необратимым. Обратимый адиабатный процесс предполагает отсутствие трения. Однако, например, процесс расширения или сжатия в теплоизолированном цилиндре поршневого двигателя при достаточно медленном движении поршня можно считать близким к обратимому адиабатному процессу.

Уравнение обратимого адиабатного процесса идеального газа может быть получено следующим образом. Для идеального газа

$$dq = du + dl = c_v dT + p dv. \quad (I.92)$$

В адиабатном процессе $dq = 0$. Следовательно,

$$c_v dT + p dv = 0.$$

Но

$$T = \frac{pv}{R} \text{ и } dT = \frac{p dv + v dp}{R}, \quad (I.93)$$

поэтому

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

После раскрытия скобок и почленного деления уравнения на pv получим:

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

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

Отсюда

$$\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0. \quad (I.94)$$

При постоянных теплоемкостях c_v и c_p постоянно и $k = \frac{c_p}{c_v}$. Интегрируя при этом условие уравнение (I.94), получим

$$\ln p + k \ln v = \text{const},$$

или

$$pv^k = \text{const}. \quad (I.95)$$

Это уравнение адиабаты идеального газа в координатах p, v ; k — показатель адиабаты.

Уравнение (I.95) можно переписать в виде:

$$pvv^{k-1} = \text{const}; \quad RTv^{k-1} = \text{const}; \quad Tv^{k-1} = \text{const}. \quad (I.96)$$

Это уравнение адиабаты идеального газа в координатах T, v .

Уравнение (I.95) можно записать и так:

$$p \left(\frac{RT}{p} \right)^k = \text{const}; \quad \frac{T^k}{p^{k-1}} = \text{const},$$

или

$$\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = \text{const}. \quad (I.97)$$

Это уравнение адиабаты идеального газа в координатах T, p .

Уравнения (I.95)—(I.97) можно записать в виде следующих соотношений между параметрами:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k; \quad (\text{I.98})$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}; \quad (\text{I.99})$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (\text{I.100})$$

Все полученные уравнения справедливы при постоянных теплоемкостях идеальных газов. При переменных теплоемкостях уравнение адиабаты идеальных газов более сложно и здесь не рассматривается.

Ввиду того что в адиабатном процессе $dq = 0$, работа, согласно уравнению первого закона термодинамики, равна изменению внутренней энергии с обратным знаком. Из этого следует, что положительная работа (работа расширения) происходит в адиабатном процессе за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела, а отрицательная работа (работа, затрачиваемая на сжатие) идет на увеличение внутренней энергии.

Вместе с изменением внутренней энергии в адиабатном процессе изменяется и температура рабочего тела. При расширении газа или пара температура уменьшается, при сжатии — увеличивается. Для идеальных газов это следует из уравнения (I.92). Действительно, $p dv = -c_v dT$. Но всегда $p > 0$, $c_v > 0$, а при расширении и $dv > 0$, следовательно, $dT < 0$.

Работа в адиабатном процессе равна

$$l_{1-2} = -(u_2 - u_1). \quad (\text{I.101})$$

Для идеального газа при постоянных теплоемкостях $u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$, поэтому

$$l_{1-2} = -c_v (T_2 - T_1). \quad (\text{I.102})$$

Используя для c_v формулу (I.45), получаем

$$l_{1-2} = -\frac{R(T_2 - T_1)}{k-1}. \quad (\text{I.103})$$

Так как $RT_2 = p_2 v_2$ и $RT_1 = p_1 v_1$, то

$$l_{1-2} = -\frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k-1}. \quad (\text{I.104})$$

Применение той или иной из этих формул для вычисления работы зависит от условий решаемой задачи.

§ 25. Политропные процессы

Физическая характеристика политропных процессов. Характеристикой физической особенности каждого процесса может служить величина α , показывающая, какую часть теплоты, участвующей в процессе, составляет изменение внутренней энергии. Тогда $1 - \alpha$ есть та часть теплоты, которую составляет работа. Таким образом:

$$\alpha = \frac{u_2 - u_1}{q_{1-2}} = \frac{du}{dq}; \quad (\text{I.105})$$

$$1 - \alpha = \frac{l_{1-2}}{q_{1-2}} = \frac{dl}{dq}. \quad (\text{I.106})$$

Любой процесс, в котором α имеет определенное, постоянное значение, называется **пол и тр о п н ы м**, а линия, изображающая этот процесс, — **пол и тр о п о й**.

Рассмотренные выше процессы являются конкретными политропными процессами, протекающими при вполне определенных значениях α . Действительно, в изохорном процессе

$$\alpha = \frac{u_2 - u_1}{q_{1-2}} = \frac{c_v(T_2 - T_1)}{c_v(T_2 - T_1)} = 1;$$

в изобарном процессе

$$\alpha = \frac{c_v(T_2 - T_1)}{c_p(T_2 - T_1)} = \frac{1}{k};$$

в изотермическом процессе

$$\alpha = \frac{0}{q_{1-2}} = 0;$$

в адиабатном процессе

$$\alpha = \frac{u_2 - u_1}{0} = \infty.$$

Как видим, значение α изменяется от 0 до ∞ . Поэтому может быть бесчисленное множество политропных процессов, каждый из которых будет иметь вполне определенное, постоянное значение α .

Обозначая теплоемкость газа в политропном процессе через c_n , можно, согласно уравнению (I.32), написать

$$dq = c_n dT. \quad (I.107)$$

С другой стороны,

$$dq = \frac{du}{\alpha} = \frac{c_v dT}{\alpha}.$$

Из сопоставления этих уравнений получаем

$$c_n = \frac{c_v}{\alpha}. \quad (I.108)$$

Так как в каждом политропном процессе α имеет определенное, постоянное значение, то, если считать теплоемкость c_v идеального газа величиной постоянной, и политропная теплоемкость c_n в каждом политропном процессе будет иметь определенное, постоянное значение.

Уравнение политропных процессов. Выведем уравнение политропных процессов. Из уравнений (I.92) и (I.107) имеем:

$$c_n dT = c_v dT + p dv; (c_n - c_v) dT - p dv = 0.$$

Учитывая уравнение (I.93), получаем

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

Но $R = c_p - c_v$, следовательно:

$$\frac{c_n - c_v}{c_p - c_v} (p dv + v dp) - p dv = 0; \quad p dv \left(\frac{c_n - c_v}{c_p - c_v} - 1 \right) + \frac{c_n - c_v}{c_p - c_v} v dp = 0;$$

$$\frac{c_n - c_p}{c_p - c_v} p dv + \frac{c_n - c_v}{c_p - c_v} v dp = 0.$$

Разделим последнее уравнение на $p v \frac{c_n - c_v}{c_p - c_v}$, тогда

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0.$$

Обозначая здесь

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n. \quad (I.109)$$

получим

$$\frac{dp}{p} + n \frac{dv}{v} = 0. \quad (I.110)$$

При $c_v = \text{const}$ (а значит, и $c_p = \text{const}$) в каждом политропном процессе $c_n = \text{const}$, а следовательно, и $n = \text{const}$. Таким образом, при постоянной теплоемкости идеального газа величина n в каждом политропном процессе будет иметь свое, постоянное значение. Интегрируя уравнение (I.110) при постоянном n , получим

$$\ln p + \ln v^n = \text{const},$$

или

$$pv^n = \text{const}. \quad (I.111)$$

Это уравнение политропы в координатах p, v ; n — показатель политропы.

В рассмотренных выше конкретных политропных процессах n имеет следующие значения:

в изобарном процессе $n = 0$, так как при $n = 0$ уравнение (I.111) переходит в уравнение изобары $p = \text{const}$;

в изотермическом процессе $n = 1$, так как при $n = 1$ уравнение (I.111) переходит в уравнение изотермы $pv = \text{const}$;

в адиабатном процессе $n = k$, так как при $n = k$ уравнение (I.111) переходит в уравнение адиабаты $pv^k = \text{const}$;

в изохорном процессе $n = \pm\infty$, так как если представить уравнение (I.111) в виде $p^{\frac{1}{n}} v = \text{const}$, то при $n = \pm\infty$ оно переходит в уравнение изохоры $v = \text{const}$.

Как видим, в зависимости от характера политропного процесса n может иметь значение от 0 до $\pm\infty$.

Уравнение политропы (I.111) по форме не отличается от уравнения адиабаты (I.95), поэтому в координатах T, v и T, p уравнение политропы можно представить в виде:

$$Tv^{n-1} = \text{const}; \quad (I.112)$$

$$\frac{T}{p^{\frac{n-1}{n}}} = \text{const}. \quad (I.113)$$

Уравнения (I.111)—(I.113) записывают в виде следующих соотношений между параметрами:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n; \quad (I.114)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}; \quad (I.115)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (I.116)$$

Определение основных термодинамических величин в политропных процессах. Изменение внутренней энергии при постоянной теплоемкости идеального газа равно

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1).$$

Работа $l_{1-2} = \int_1^2 p dv$. Но в политропном процессе

$$pv^n = \text{const} = p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = \dots, \quad (I.117)$$

следовательно,

$$l_{1-2} = \int_1^2 \text{const} \frac{dv}{v^n} = \text{const} \int_1^2 v^{-n} dv = \\ = \text{const} \left. \frac{v^{-n+1}}{-n+1} \right|_1^2 = \text{const} \frac{v_2^{-n+1} - v_1^{-n+1}}{-n+1}.$$

Имея в виду уравнение (I.117), получим

$$l_{1-2} = \frac{p_2 v_2^n v_2^{-n+1} - p_1 v_1^n v_1^{-n+1}}{-n+1},$$

или:

$$l_{1-2} = - \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{n-1}; \quad (\text{I.118})$$

$$l_{1-2} = - \frac{R(T_2 - T_1)}{n-1}. \quad (\text{I.119})$$

Если подставить в уравнение первого закона термодинамики изменение внутренней энергии и работу по формулам (I.79) и (I.119), получим формулу для количества тепла в политропном процессе:

$$q_{1-2} = c_v(T_2 - T_1) - \frac{R(T_2 - T_1)}{n-1}.$$

Но $R = c_v(k-1)$, следовательно,

$$q_{1-2} = c_v(T_2 - T_1) - \frac{c_v(k-1)}{n-1}(T_2 - T_1) = c_v(T_2 - T_1) \left(1 - \frac{k-1}{n-1}\right).$$

Отсюда

$$q_{1-2} = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (\text{I.120})$$

Согласно уравнению (I.107), количество тепла в политропном процессе при постоянной теплоемкости идеального газа можно вычислить и по формуле

$$q_{1-2} = c_n(T_2 - T_1). \quad (\text{I.121})$$

Сопоставляя (I.120) и (I.121), получим

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (\text{I.122})$$

Изображение политропных процессов в p - v -диаграмме. Графическое изображение некоторых политропных процессов идеального газа, в том числе изобарного, изохорного, изотермического и адиабатного, в p - v -диаграмме дано на рис. I.9. Все процессы начинаются в точке a .

Политропный процесс с показателем $n = 0$ изображается горизонтальной линией, так как является изобарным процессом.

При $n = \pm \infty$ процесс является изохорным и изображается вертикальной линией.

При $n = 1$ процесс для идеального газа является изотермическим и в p - v -диаграмме изображается равноосной гиперболой.

При $n = k = c_p/c_v$ процесс является адиабатным и в p - v -диаграмме изображается кривой гиперболического типа.

При $n = -1$ уравнение (I.111) принимает вид $p/v = \text{const}$ и в p - v -диаграмме изображается прямой линией, идущей через начало координат, а при определенном значении p/v и через точку a . Давление в этом процессе растет вместе с ростом объема. Физически такой процесс можно осуществить, если подводить тепло к идеальному газу так, чтобы только часть тепла пошла на

совершение работы. Тогда остальная часть тепла вызовет увеличение внутренней энергии, а вместе с ней и увеличение давления газа.

Между рассмотренными политропами изображены политропы, имеющие промежуточные значения n ($0 < n < 1$; $0 > n > -1$).

Политропы могут быть построены графическими способами. Однако наиболее точно они строятся по точкам согласно уравнениям (I.111)—(I.113).

Часто бывают известны параметры точек политропного процесса и требуется определить показатель политропы n . Проще всего это выполняется с помощью уравнений (I.114)—(I.116). Так, например, если известны давления и объемы, то, логарифмируя уравнение (I.114), получим:

$$\lg \frac{p_2}{p_1} = n \lg \frac{v_1}{v_2}; \quad n = \frac{\lg \frac{p_2}{p_1}}{\lg \frac{v_1}{v_2}}.$$

Уравнение политропного процесса $p v^n = \text{const}$ получено в предположении, что теплоемкость c_v идеального газа — величина постоянная. Но в общем случае теплоемкость c_v идеального газа — величина переменная и уравнение $p v^n = \text{const}$, где n — постоянное число, не является тем универсальным уравнением, с помощью которого можно описать большое многообразие процессов с переменной теплоемкостью. Так, например, при переменной теплоемкости c_v переменным является и $k = c_p/c_v$ и адиабатный процесс идеального газа не подчиняется уравнению $p v^k = \text{const}$, в котором k — постоянное число; следовательно, уравнение $p v^n = \text{const}$ не может описать адиабатный процесс с переменной теплоемкостью при постоянном значении n . Несмотря на изложенное для возможности исследования и расчета разнообразных процессов, происходящих при переменной теплоемкости, их также подчиняют уравнению $p v^n = \text{const}$, где n — постоянное в каждом процессе число, и называют политропными процессами. Однако в этом случае уравнение $p v^n = \text{const}$ является лишь приближенным уравнением процесса.

Пример 1. Азот при абсолютном давлении 0,2 МПа (2,04 кгс/см²) и температуре 17°С занимает объем 12 м³. Определить количество подводимого тепла и изменение внутренней энергии, если при неизменном объеме абсолютное давление азота повышается до 0,5 МПа (5,1 кгс/см²). Теплоемкость азота принимаем постоянной.

По уравнению (I.81) температура азота в конце процесса равна

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 290 \frac{0,5}{0,2} = 725 \text{ К.}$$

Масса азота по формуле (I.5)

$$M = \frac{p_1 V_1}{R T_1} = \frac{0,20 \cdot 10^6 \cdot 12 \cdot 28}{8314 \cdot 290} = 27,7 \text{ кг.}$$

Количество подводимого тепла, согласно уравнению (I.82), составит

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 = M c_v (T_2 - T_1) = 27,7 \frac{20,9}{28} (725 - 290) = 8995 \text{ кДж.}$$

Здесь $c_v = \frac{20,9}{28}$, так как, согласно табл. I.1, для двухатомных газов $\mu c_v = 20,9$ кДж/(кмоль · К).

В прежней системе единиц $c_v = \frac{5}{28}$ ккал/(кмоль · °С) и $Q_{1-2} = 2147$ ккал.

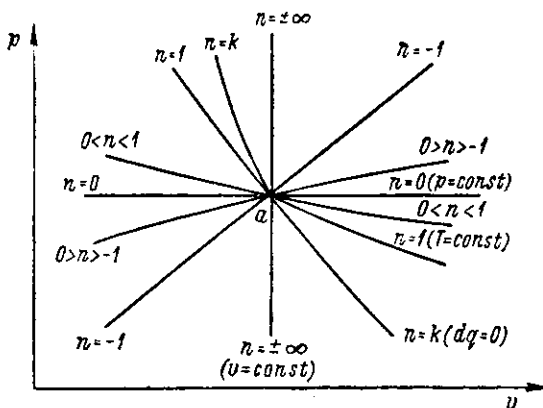


Рис. 1.9. Изображение политропных процессов идеального газа в $p v$ -диаграмме

Пример 2. В закрытом сосуде емкостью $0,4 \text{ м}^3$ содержится кислород при абсолютном давлении $0,3 \text{ МПа}$ ($3,06 \text{ кгс/см}^2$) и температуре 25°С . Определить абсолютное давление и температуру в сосуде после подвода к газу 500 кДж тепла, считая теплоемкость кислорода постоянной.

Масса кислорода в сосуде

$$M = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{0,3 \cdot 10^6 \cdot 0,4 \cdot 32}{8314 \cdot 298} = 1,54 \text{ кг.}$$

Температура кислорода в конце процесса:

$$T_2 = \frac{Q_{1-2}}{Mc_p} + T_1 = \frac{500 \cdot 32}{1,54 \cdot 20,9} + 298 = 795 \text{ К; } t_2 = 522^\circ \text{С.}$$

Абсолютное давление газа в конце процесса

$$p_2 = \frac{T_2}{T_1} p_1 = \frac{795 \cdot 0,3}{298} = 0,8 \text{ МПа (8,16 кгс/см}^2\text{).}$$

Пример 3. Воздух объемом 5 м^3 , имеющий абсолютное давление 7 кгс/см^2 и температуру 97°С , при постоянном давлении понижает температуру до 77°С . Определить работу, изменение внутренней энергии и количество тепла в процессе, считая теплоемкость воздуха постоянной. Объем воздуха в конце процесса, согласно (1.83),

$$V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1} = 5 \frac{350}{370} = 4,73 \text{ м}^3.$$

Вес воздуха

$$G = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{7 \cdot 10\,000 \cdot 5}{29,27 \cdot 370} = 32,3 \text{ кгс.}$$

Работа по (1.84)

$$L_{1-2} = p (V_2 - V_1) = 7 \cdot 10\,000 (4,73 - 5) = -18\,900 \text{ кгс} \cdot \text{м.}$$

Изменение внутренней энергии на основании (1.79)

$$U_2 - U_1 = Gc_v (T_2 - T_1) = -32,3 \frac{5}{28,95} 20 = -111,6 \text{ ккал.}$$

Здесь $\mu c_v = 5 \text{ ккал/(кмоль} \cdot ^\circ\text{С)}$, так как воздух представляет собой смесь в основном двухатомных газов.

Количество тепла, участвующего в процессе,

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + AL_{1-2} = -111,6 - \frac{1}{427} 18\,900 = -155,9 \text{ ккал.}$$

Количество тепла можно было определить и по формуле (1.86):

$$Q_{1-2} = Gc_p (T_2 - T_1) = -32,3 \frac{7}{28,95} 20 = -155,9 \text{ ккал;}$$

для воздуха по табл. 1.1 $\mu c_p = 7 \text{ ккал/(кмоль} \cdot ^\circ\text{С)}$.

Пример 4. При постоянной температуре, равной 38°С , объем 5 кг CO_2 увеличивается в четыре раза. Определить работу и количество тепла в процессе.

Работа, согласно (1.89), составляет

$$L_{1-2} = 2,303 MRT \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 \cdot 5 \frac{8314}{44} 311 \lg 4 = 405\,000 \text{ Дж} = 405 \text{ кДж.}$$

Количество тепла

$$Q_{1-2} = L_{1-2} = 405 \text{ кДж.}$$

Пример 5. Кислород, имеющий объем 8 м при абсолютном давлении 12 кгс/см^2 , расширяется изотермически до абсолютного давления 5 кгс/см^2 . Определить работу и количество тепла в процессе.

Работа

$$L_{1-2} = 2,303 pV \lg \frac{p_1}{p_2} = 2,303 \cdot 12 \cdot 10^4 8 \lg \frac{12}{5} = 838\,000 \text{ кгс} \cdot \text{м.}$$

Количество тепла

$$Q_{1-2} = AL_{1-2} = \frac{838\,000}{427} = 1960 \text{ ккал.}$$

Пример 6. Азот, имеющий объем 2 м³ при температуре 67° С и абсолютном давлении 1,7 МПа (17,3 кгс/см²), адиабатно сжимается до объема 0,5 м³. Определить изменение внутренней энергии и работу, считая теплоемкость азота постоянной.

Температура азота в конце сжатия, согласно (1.99):

$$\lg T_2 = (k - 1) \lg \frac{v_1}{v_2} + \lg T_1 = (1,4 - 1) \lg \frac{2}{0,5} + \lg 340 = 2,7723;$$

$$T_2 = 591 \text{ К}; \quad t_2 = 318^\circ \text{ С.}$$

Масса азота

$$M = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{1,7 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 28}{8314 \cdot 340} = 33,6 \text{ кг.}$$

Изменение внутренней энергии

$$U_2 - U_1 = Mc_v (T_2 - T_1) = 33,6 \cdot \frac{20,9}{28} (591 - 340) = 6200 \text{ кДж.}$$

Работа на основании (1.101)

$$L_{1-2} = -(U_2 - U_1) = -6200 \text{ кДж.}$$

Пример 7. Воздух массой 7 кг, занимающий при абсолютном давлении 1,1 МПа (11,2 кгс/см²) объем 1,2 м³, расширяется политропно до абсолютного давления 0,36 МПа (3,7 кгс/см²) и температуры 56° С. Определить изменение внутренней энергии, работу и количество тепла в процессе, считая теплоемкость воздуха постоянной.

Начальная температура воздуха

$$T_1 = \frac{p_1 V_1}{MR} = \frac{1,1 \cdot 10^6 \cdot 1,2}{7 \cdot 286,7} = 658 \text{ К.}$$

Показатель политропы определяем из уравнения (1.116):

$$\frac{n - 1}{n} = \frac{\lg \frac{T_2}{T_1}}{\lg \frac{p_2}{p_1}} = \frac{\lg \frac{329}{658}}{\lg \frac{0,36}{1,1}} = \frac{\lg 0,50}{\lg 0,326} = 0,620; \quad n = 2,63.$$

Изменение внутренней энергии

$$U_2 - U_1 = Mc_v (T_2 - T_1) = 7 \cdot \frac{20,9}{28,95} (329 - 658) = -1667 \text{ кДж.}$$

Работа на основании (1.119)

$$L_{1-2} = -\frac{MR(T_2 - T_1)}{n - 1} = -\frac{7 \cdot 286,7 (329 - 658)}{(2,63 - 1) 10^3} = 407 \text{ кДж.}$$

Количество тепла по формуле (1.120)

$$Q_{1-2} = Mc_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1) = 7 \cdot \frac{20,9}{28,95} \cdot \frac{2,63 - 1,40}{2,63 - 1} (329 - 658) = -1260 \text{ кДж.}$$

Количество тепла можно было вычислить и по уравнению первого закона:

$$Q_{1-2} = U_2 - U_1 + L_{1-2} = -1667 + 407 = -1260 \text{ кДж.}$$

Полученные результаты показывают, что в этом процессе от воздуха отводится 1260 кДж тепла и он, расширяясь, производит работу в 407 кДж, вследствие чего внутренняя энергия воздуха уменьшается на 1667 кДж.

§ 26. Основные формулировки второго закона термодинамики

Пусть имеется система, состоящая из источника тепла и рабочего тела. Получая необходимое количество тепла от источника тепла, рабочее тело может расширяться и совершить работу.

Если предположить, что в качестве рабочего тела взят идеальный газ, то он, расширяясь при неизменной температуре, может в соответствии с первым законом термодинамики преобразовать в работу все количество тепла, полученного от источника тепла, так как изменение внутренней энергии идеального газа при неизменной температуре равно нулю. Но такое расширение газа возможно только до давления внешней среды, и, следовательно, количество получаемой работы ограничено. В силу этого для непрерывного или периодического получения работы рассмотренная схема должна быть изменена таким образом, чтобы рабочее тело после расширения было путем сжатия возвращено в свое начальное состояние с тем, чтобы оно могло снова расширяться и произвести работу. Иначе говоря, рабочее тело должно совершать круговые процессы — циклы.

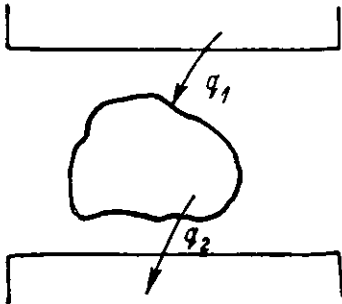


Рис. 1.10. Схема получения работы с помощью круговых процессов

Для возврата рабочего тела после расширения в начальное состояние должна затрачиваться работа на его сжатие. Если при этом работа, полученная при расширении, будет равна работе, затраченной на сжатие, то в результате цикла никакой работы получено не будет. Поэтому работа сжатия должна быть меньше работы расширения, т. е. в цикле, представленном в pV -диаграмме, линия, изображающая процесс сжатия, должна располагаться под линией процесса расширения.

Циклы, вообще говоря, могут иметь сложную конфигурацию и состоять из различных процессов. Они могут быть обратимыми, т. е. состоять из обратимых процессов, и необратимыми, т. е. состоять, хотя бы в части цикла, из необратимых процессов. Но в любом из циклов, как показывает повседневный опыт, будет иметь место следующее (рис. 1.10). Рабочее тело получит определенное количество тепла от источника (или источников) тепла с более высокой температурой и совершит работу. Часть полученного тепла рабочее тело отдаст источнику (источникам) тепла с более низкой температурой. Разность между количеством тепла, полученного рабочим телом и отданного им в цикле, преобразуется в полезную работу. Таким образом, все тепло, подведенное в цикле, в работу не преобразуется. Цикл совершается по крайней мере между двумя источниками тепла. Непрерывное превращение теплоты в работу при наличии лишь одного источника тепла любой температуры невозможно. Как видим, непрерывное превращение теплоты в работу посредством циклов связано с неизбежной потерей для производства работы части подводимого тепла. В этом заключается смысл второго закона термодинамики, который формулируется различным образом. Мы приведем две формулировки.

Первая формулировка. Невозьма построить периодически действующую машину, все действие которой сводилось бы только к производству механической работы и отъему тепла от одного источника тепла. Под периодически действующей машиной в широком смысле понимается теплосиловая установка, в которой рабочее тело совершает циклы, производя работу за счет теплоты. Формулировка указывает на то, что при совершении цикла кроме

отъема тепла от источника тепла с более высокой температурой для производства работы должно быть и другое действие, т. е. выброс части подведенного к рабочему телу тепла в источник тепла с более низкой температурой.

Вторая формулировка. Теплота сама собой не может переходить от тела с более низкой температурой к телу с более высокой температурой. Эта формулировка сводится к предыдущей. В самом деле, если бы, например, тепло, переданное источнику с более низкой температурой, могло само собой перейти к источнику с более высокой температурой, то работа в цикле была бы получена без выброса части тепла в более холодный источник. Ввиду того что такое получение работы по изложенному выше невозможно, то невозможен и самопроизвольный переход тепла от более холодного тела к более горячему.

§ 27. Термический коэффициент полезного действия цикла

Совершая произвольный обратимый цикл, рабочее тело в соответствии с представлением об обратимых процессах получает тепло не от одного, а от ряда источников тепла и отдает тепло также ряду источников тепла.

Источники тепла, имеющие более высокую температуру, называются горячими или верхними, а более низкую температуру — холодными или нижними.

Рассмотрим произвольный обратимый идеальный цикл. Рабочее тело (в количестве 1 кг) получает от горячих источников количество тепла q_1 и отдает холодным источникам количество тепла q_2 (рис. 1.10). Ввиду того что в результате цикла внутренняя энергия рабочего тела приобретает свое первоначальное значение, разность $q_1 - q_2$, согласно первому закону термодинамики, преобразуется в полезную работу l_0 цикла. Таким образом, в цикле

$$q_1 - q_2 = l_0. \quad (1.123)$$

Уравнение написано в предположении, что теплота и работа измеряются в одинаковых единицах. Если они измеряются в разных единицах, то

$$q_1 - q_2 = A l_0. \quad (1.124)$$

Степень совершенства идеального цикла в отношении преобразования теплоты в работу характеризуется термическим к. п. д. цикла, под которым понимается отношение теплоты, преобразованной в работу в цикле, к теплу, подведенному к рабочему телу:

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1}; \quad (1.125)$$

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}; \quad \eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (1.126)$$

Из последнего уравнения видно, что $\eta_t = 1$, если $q_2 = 0$. Но, согласно изложенному выше, q_2 не может равняться нулю. Следовательно, термический к. п. д. цикла всегда меньше единицы. Последнее утверждение является одной из формулировок второго закона термодинамики.

§ 28. Цикл Карно. Теорема Карно

Прямой цикл Карно. Цикл Карно может быть представлен следующим образом. В цилиндре под поршнем находится в равновесии 1 кг рабочего тела, имеющего температуру T_1 . Это равновесное состояние изобразится в p - v -диаграмме некоторой точкой 1 (рис. 1.11). Производится обратимое расширение рабочего тела при постоянной температуре T_1 . В этом процессе рабочее тело получает тепло от источника тепла, причем переход тепла совершается при бесконечно малой разности температур между ними. В состояниях равновесия температуры рабочего тела и источника равны. Поскольку весь процесс

расширения рабочего тела состоит из множества равновесных состояний с одинаковой температурой T_1 , то, следовательно, и источник тепла должен иметь ту же температуру T_1 . Таким образом, в изотермическом обратимом процессе рабочее тело взаимодействует только с одним источником тепла, в данном случае имеющим температуру T_1 . Итак, первым процессом цикла Карно является процесс 1—2 обратимого изотермического расширения при температуре T_1 . В этом процессе рабочее тело получает от горячего источника количество тепла q_1 .

В состоянии 2 рабочее тело изолируется от источника тепла, и происходит его адиабатное обратимое расширение — линия 2—3. Температура рабочего тела уменьшается при этом до T_2 . В состоянии 3 рабочее тело приводится во взаимодействие с холодным источником тепла, имеющим температуру T_2 , и производится изотермическое обратимое сжатие рабочего тела при температуре T_2 — линия 3—4. Рабочее тело отдает при этом холодному источнику * количество тепла q_2 . Из состояния 4 рабочее тело адиабатным обратимым сжатием приводится в начальное состояние 1 (линия 4—1), и цикл замыкается.

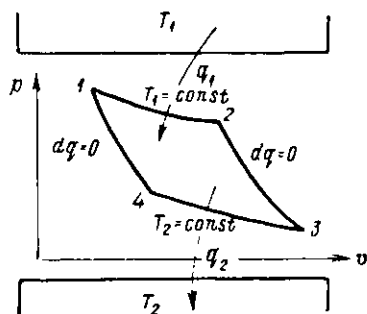


Рис. 1.11. Прямой цикл Карно в p - v -диаграмме

Работа, получаемая в цикле,

$$l_0 = q_1 - q_2;$$

графически она изображается в определенном масштабе площадью цикла.

Термический к. п. д. цикла Карно. По определению

$$\eta_k = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Предполагая, что рабочим телом в цикле является идеальный газ, можем на основании уравнений (1.88) и (1.91) и рис. 1.11 написать:

$$q_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}^{**}.$$

Следовательно,

$$\eta_k = 1 - \frac{RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}. \quad (a)$$

В адиабатном процессе 2—3

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_3} \right)^{k-1}.$$

В адиабатном процессе 4—1

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_4} \right)^{k-1}.$$

Из сопоставления этих уравнений имеем:

$$\frac{v_2}{v_3} = \frac{v_1}{v_4}; \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}.$$

* Предполагается, что горячий и холодный источники содержат столь большое количество энергии, что сообщение или отвод определенного количества тепла не изменяет их температуры.

** В формуле написано $\ln \frac{v_3}{v_4}$, а не $\ln \frac{v_4}{v_3}$, так как в уравнение термического к. п. д. входит абсолютное значение q_2 .

Заменяя в уравнении (а) v_3/v_4 через v_2/v_1 , имеем:

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad (I.127)$$

$$\eta_k = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (I.128)$$

Целесообразно отметить, что, согласно уравнению (I.127), для повышения термического к. п. д. цикла Карно необходимо повышать температуру T_1 и понижать температуру T_2 .

Следует далее указать, что такие циклы, термические к. п. д. которых были бы выше термического к. п. д. обратимого цикла Карно, в равных пределах температур невозможны. Поэтому можно утверждать, что в заданных границах температур максимальное значение термического к. п. д. то, которое получается для обратимого цикла Карно.

Наконец, из уравнения (I.127) следует, что $\eta_k = 1$, когда $T_2 = 0$ или когда $T_1 = \infty$. Последнее условие не имеет реального смысла, а абсолютный нуль температур недостижим. Следовательно, термический к. п. д. цикла Карно, так же как и любого другого цикла, всегда меньше единицы.

Обратный цикл Карно. Все процессы цикла Карно являются обратимыми, поэтому если провести цикл в обратном направлении, то процессы пойдут по тем же линиям и получится обратный цикл Карно (рис. I.12).

Рабочее тело из состояния 1 адиабатно расширяется—линия 1—2. Температура его уменьшается при этом от T_1 до T_2 . Затем оно расширяется изотермически при температуре T_2 —линия 2—3. В процессе расширения рабочее тело получает от холодного источника количество тепла q_2 . Далее оно сжимается адиабатно — линия 3—4, в результате чего его температура растет до T_1 . Затем рабочее тело сжимается изотермически — линия 4—1, отдавая в этом процессе горячему источнику количество тепла q_1 . Цикл замыкается в точке 1.

При совершении обратного цикла рабочее тело получает от холодного источника количество тепла q_2 и на него затрачивается извне работа l_0 , изображаемая в определенном масштабе площадью цикла. Всю эту энергию в виде количества тепла q_1 рабочее тело отдает горячему источнику, ибо само оно возвращается в начальное состояние, т. е. в этом цикле

$$q_1 = q_2 + l_0,$$

причем q_1 и l_0 взяты здесь по абсолютной величине.

Таким образом, в обратном цикле Карно, так же как и в любом другом обратном цикле, происходит передача тепла от холодного тела к горячему за счет затраты работы. Сам собой такой процесс передачи тепла, согласно второму закону термодинамики, происходить не может.

Теорема Карно. Термический к. п. д. цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела, а зависит лишь от температур источников тепла, между которыми совершается цикл.

Согласно сформулированной выше теореме Карно, доказательство которой мы опускаем, термический к. п. д. цикла Карно, изображенного, например, на рис. I.11, зависит только от температур T_1 и T_2 источников тепла и не зависит от того, каким рабочим телом совершается цикл. Следовательно, формулы (I.127) и (I.128) для термического к. п. д. цикла Карно справедливы не только для идеального газа, но и для любого рабочего тела.

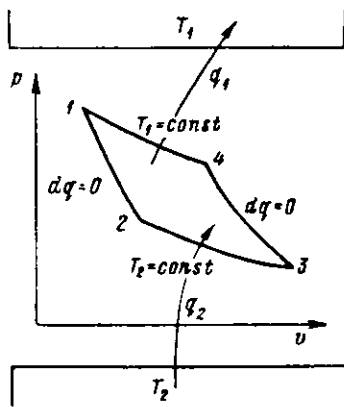


Рис. I.12. Обратный цикл Карно в p - v -диаграмме

§ 29. Энтропия. Уравнение второго закона термодинамики для обратимых процессов

Из уравнений (I.126) и (I.127) следует, что для цикла Карно (см. рис. I.11)

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}. \quad (I.129)$$

Здесь фигурирует абсолютная величина q_2 . Между тем q_2 — количество тепла, отдаваемого рабочим телом — имеет отрицательный знак. С учетом этого последнее уравнение следует записать в виде:

$$\frac{q_1}{T_1} = -\frac{q_2}{T_2}; \quad \frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0,$$

или

$$\sum \frac{q}{T} = 0.$$

Для элементарного цикла Карно

$$\frac{dq_1}{T_1} = -\frac{dq_2}{T_2}; \quad \sum \frac{dq}{T} = 0. \quad (a)$$

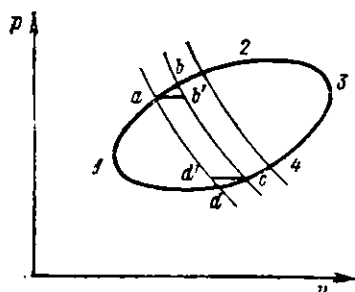


Рис. I.13. К выводу уравнения второго закона термодинамики для обратимых процессов

Возьмем произвольный обратимый цикл $1-2-3-4-1$ и разобьем его адиабатами на ряд циклов (рис. I.13). Проведем из точек a и c одного из таких циклов $a-b-c-d-a$ отрезки изотерм ab' и cd' . Получим цикл Карно $a-b'-c-d'-a$, который отличается от цикла $a-b-c-d-a$ величинами площадей фигур $a-b-b'$ и $c-d-d'$. При бесконечном увеличении числа циклов, на которые разбит произвольный цикл $1-2-3-4-1$, каждый элементарный цикл может быть заменен соответствующим элементарным циклом Карно. Тогда для каждого элементарного цикла будет справедливо уравнение (a), а для совокупности этих циклов, т. е. для цикла $1-2-3-4-1$, будет справедливо уравнение

$$\oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Если $\oint \frac{dq}{T} \neq 0$, то это означает, что подинтегральное выражение представляет собой дифференциал некоторой функции состояния. Иначе говоря, подинтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции. Обозначая эту функцию через s , можно написать

$$\oint \frac{dq}{T} = \oint ds = 0. \quad (б)$$

Для примера возьмем внутреннюю энергию u . Ее изменение за цикл равно нулю, т. е. $\oint du = 0$. Подинтегральное выражение du представляет собой полный дифференциал; u — функция состояния. Рассмотрим теперь работу l . Величина ее в цикле не равна нулю, т. е. $\oint dl \neq 0$. Подинтегральное выражение dl не является полным дифференциалом; l — функция процесса.

Итак, s есть некоторая функция состояния, т. е. $s = f(v, p, T)$, а ds — полный дифференциал. В соответствии с изложенным, имея в виду уравнение (б), можем написать

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (I.130)$$

Функция состояния s названа э н т р о п и е й. Измеряется s в кДж/(кг · К), ккал/(кгс · К).

Уравнением (I.130) определяется элементарное изменение энтропии в обратимом процессе. Для определения изменения энтропии в процессе 1—2 следует проинтегрировать уравнение (I.130), тогда получим

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}. \quad (\text{I.131})$$

Уравнение (I.130) и (I.131) справедливы для любых тел и произвольных обратимых процессов, поэтому имеют силу и для сколь угодно сложной системы тел.

Как следует из изложенного, энтропия является экстенсивной величиной. Экстенсивными называются величины, значения которых зависят от количества рабочего тела. Примером экстенсивной величины может служить объем, который при данных условиях тем больше, чем больше количество рабочего тела. Величины могут быть также интенсивными, значения которых не зависят от количества рабочего тела, например давление. Экстенсивные величины являются аддитивными, т. е. их значение для целого равно сумме значений для отдельных частей. Подобно другим экстенсивным величинам и энтропия является величиной аддитивной, т. е. энтропия всей системы равна сумме энтропий отдельных тел, составляющих систему.

Уравнения (I.130) и (I.131) представляют собой аналитическое выражение второго закона термодинамики для обратимых процессов.

Уравнения второго закона дают возможность определить изменение энтропии тел в обратимых процессах. Желая определить абсолютное значение энтропии в данном состоянии тела, нужно знать, в каком состоянии она равна нулю, и вычислить искомое значение энтропии, пользуясь уравнением (I.131). Однако для решения ряда вопросов не имеет значения, в каком состоянии энтропия равна нулю. В этом случае исходя из практического удобства условно принимают энтропию равной нулю в каком-либо состоянии тела. Так, например, для идеальных газов считают энтропию равной нулю в нормальном состоянии.

§ 30. Изменение энтропии в обратимых процессах идеального газа

Изохорный процесс. В этом процессе $dq = du = c_v dT$; следовательно,

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{c_v dT}{T}.$$

Отсюда при постоянной теплоемкости идеального газа

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (\text{I.132})$$

при переменной теплоемкости

$$s_2 - s_1 = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (\text{I.133})$$

Изобарный процесс. В этом процессе $dq = c_p dT$; следовательно,

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{c_p dT}{T}.$$

Отсюда при постоянной теплоемкости идеального газа

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (\text{I.134})$$

при переменной теплоемкости

$$s_2 - s_1 = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (I.135)$$

Изотермический процесс. В этом процессе $T = \text{const}$, поэтому

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 dq,$$

или

$$s_2 - s_1 = \frac{q_{1-2}}{T}. \quad (I.136)$$

Подставляя сюда вместо q_{1-2} его значения по формулам (I.91) и (I.88), можно написать:

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad (I.137)$$

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (I.138)$$

Адиабатный процесс. В этом процессе $dq = 0$; следовательно,

$$ds = \frac{dq}{T} = 0 \text{ и } s = \text{const}.$$

Таким образом, в обратимом адиабатном процессе энтропия не изменяется. Поэтому обратимый адиабатный процесс называется иначе **и з о э н т р о п н ы м**. Итак, в этом процессе

$$s_2 - s_1 = 0.$$

Политропные процессы. В этих процессах $dq = c_n dT$. Следовательно, при постоянной теплоемкости идеального газа

$$s_2 - s_1 = c_n \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (I.139)$$

Заменяя c_n по уравнению (I.122), получим

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (I.140)$$

Для определения изменения энтропии в политропных процессах часто пользуются и другой формулой, получаемой следующим образом. По первому закону термодинамики

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

Следовательно,

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_v dT + p dv}{T}.$$

Так как у идеального газа $p = RT/v$, то

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

Отсюда при постоянной теплоемкости идеального газа

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (I.141)$$

Из этой общей формулы можно получить все приведенные выше формулы для изменения энтропии в конкретных политропных процессах — изохорном, изобарном, изотермическом и адиабатном.

§ 31. Ts -диаграмма. Изображение цикла Карно и политропных процессов идеального газа в Ts -диаграмме

Каждому состоянию рабочего тела отвечает определенное значение энтропии, поэтому она сама может служить величиной, определяющей в совокупности с каким-либо параметром состояние рабочего тела. В силу этого, если по оси абсцисс отложить энтропию, а по оси ординат — абсолютную температуру, получится Ts -диаграмма, в которой состояния изобразятся точками, а процессы — линиями. Пусть линия 1—2 изображает некоторый процесс в этой диаграмме (рис. 1.14). Проведя ординаты крайних точек процесса, получим площадь a —1—2— b , равную $\int_1^2 T ds = \int dq = q_{1-2}$. Таким образом, в Ts -диаграмме площадь, ограниченная линией процесса, крайними орди-

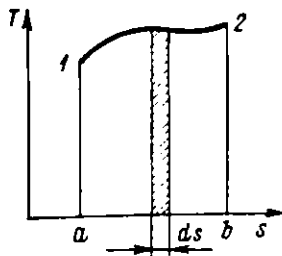


Рис. 1.14. Графическое изображение тепла, участвующего в процессе

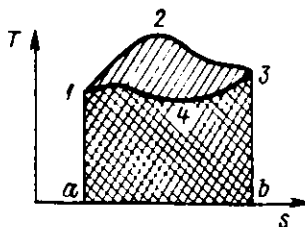


Рис. 1.15. Графическое изображение тепла, преобразуемого в работу в цикле

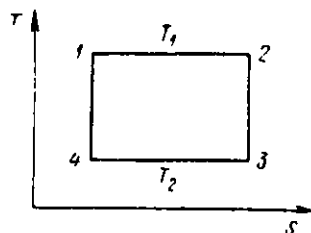


Рис. 1.16. Прямой цикл Карно в Ts -диаграмме

натами и осью абсцисс, изображает в определенном масштабе количество тепла, участвующего в обратимом процессе изменения состояния 1 кг рабочего тела.

Из уравнения $ds = \frac{dq}{T}$ следует, что в обратимых процессах ds и dq имеют одинаковые знаки. Поэтому при подводе тепла к рабочему телу ($dq > 0$) энтропия его растет ($ds > 0$); при отводе тепла ($dq < 0$) энтропия убывает ($ds < 0$); при отсутствии теплообмена ($dq = 0$) энтропия не изменяется ($ds = 0$). Как видим, по характеру изменения энтропии в обратимых процессах можно судить о направлении потока тепла. В частности в процессе, изображенном на рис. 1.14, тепло подводится к рабочему телу, поскольку его энтропия растет.

Определим графически тепло, преобразуемое в работу в произвольном обратимом цикле 1—2—3—4—1 (рис. 1.15). В этом цикле в процессе 1—2—3 к рабочему телу подводится тепло, ибо энтропия его возрастает. Количество подводимого тепла q_1 графически изображается в определенном масштабе площадью a —1—2—3— b . В процессе 3—4—1 от рабочего тела отводится тепло, так как его энтропия убывает. Количество отводимого тепла q_2 изображается площадью b —3—4—1— a . Изменение внутренней энергии рабочего тела за цикл равно нулю. Поэтому количество тепла $q_1 - q_2$, преобразуемого в работу l_0 в цикле, изображается в определенном масштабе площадью цикла 1—2—3—4—1.

Графически можно определить и термический к. п. д. цикла. Он представляет собой отношение площади цикла к площади a —1—2—3— b .

В обратном цикле, например в цикле 1—4—3—2—1 (рис. 1.15), площадь цикла изображает количество тепла, эквивалентное работе, затрачиваемой в цикле для передачи тепла от более холодного тела к более горячему.

Изобразим теперь цикл Карно в Ts -диаграмме. Процесс изотермического расширения изобразится горизонтальной линией 1—2, идущей слева направо (рис. 1.16), так как в этом процессе подводится тепло к рабочему телу

и увеличивается его энтропия. Адиабатный процесс расширения изобразится вертикальной линией 2—3, так как в обратимом адиабатном процессе расширения энтропия не изменяется, а температура уменьшается. Изотермический процесс сжатия изобразится горизонтальной линией 3—4, идущей справа на

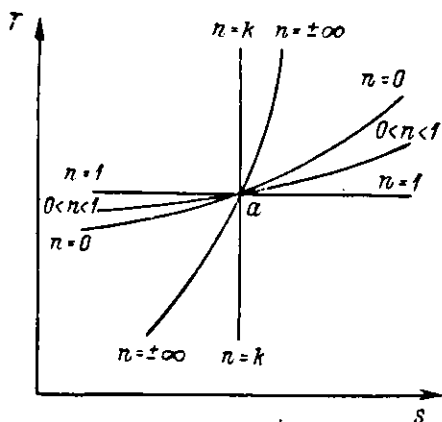


Рис. 1.17. Изображение политропных процессов идеального газа в Ts -диаграмме

лево, так как в этом процессе от рабочего тела отводится тепло и энтропия его уменьшается. Адиабатный процесс сжатия изобразится вертикальной линией 4—1, так как в этом процессе энтропия не изменяется, а температура растет. Таким образом, цикл Карно в Ts -диаграмме изображается некоторым прямоугольником или квадратом. В обратном цикле Карно процессы пойдут по тем же линиям в обратном направлении.

Переходим к изображению политропных процессов идеального газа. Начинаются все процессы в произвольной точке a (рис. 1.17). Изотермы — горизонтальные, а обратимые адиабаты, т. е. изоэнтропы, — вертикальные линии. Изохоры и изобары, согласно уравнениям (1.132) и (1.134), — логарифмические кривые. Ввиду того что $c_p > c_v$, изменение энтропии между заданными температурами в изобарном процессе больше, чем в изохорном. Поэтому изобары идут более полого, чем изохоры. На рис. 1.17 изображена также политропа с показателем $0 < n < 1$.

§ 32. Среднеинтегральная температура

Возьмем произвольный обратимый процесс 1—2 в Ts -диаграмме (рис. 1.18). Проведем горизонтальную линию 1'—2' так, чтобы пл. $a-1-2-b = \text{пл. } a-1'-2'-b$. Тогда температура, измеряемая высотой прямоугольника $a-1'-2'-b$, представит собой среднеинтегральную температуру T_{cp} . Поскольку пл. $a-1'-2'-b = q_{1-2} = T_{cp} \times (s_2 - s_1)$, то

$$T_{cp} = \frac{q_{1-2}}{s_2 - s_1};$$

$$T_{cp} = \frac{1}{s_2 - s_1} \int_1^2 T ds. \quad (1.142)$$

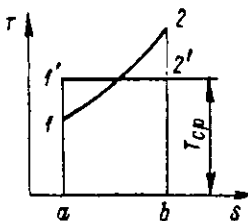


Рис. 1.18. К понятию среднеинтегральной температуры

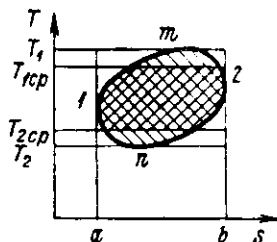


Рис. 1.19. Среднеинтегральные температуры подвода и отвода тепла в цикле

Возьмем теперь произвольный обратимый цикл 1— m —2— n —1 (рис. 1.19), осуществляемый между крайними температурами T_1 и T_2 . Количество тепла, подводимого в процессе 1— m —2,

$$q_1 = q_{1-m-2} = \int_1^2 T ds = \text{пл. } a-1-m-2-b = T_{1cp}(s_2 - s_1),$$

где T_{1cp} — средняя (среднеинтегральная) температура подвода тепла.

Абсолютная величина количества тепла, отводимого в процессе 1— n —2,

$$q_2 = |q_{2-n-1}| = T_{2cp}(s_2 - s_1),$$

где T_{2cp} — среднеинтегральная температура отвода тепла в цикле.

Термический к. п. д. рассматриваемого произвольного обратимого цикла:

$$\eta_k = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_{2cp}(s_2 - s_1)}{T_{1cp}(s_2 - s_1)}; \quad \eta_k = 1 - \frac{T_{2cp}}{T_{1cp}}. \quad (1.143)$$

Таким образом, термический к. п. д. произвольного обратимого цикла, осуществляемого в интервале температур от T_1 до T_2 , равен термическому к. п. д. цикла Карно, осуществляемого в более узком интервале температур от T_{1cp} до T_{2cp} . Отсюда также ясно, что термический к. п. д. обратимого цикла Карно в данном интервале температур от T_1 до T_2 имеет максимальное значение; в этом цикле $T_1 = T_{1cp}$ и $T_2 = T_{2cp}$.

Из уравнения (1.143) ясно, что чем выше средняя температура подвода и чем ниже средняя температура отвода тепла, тем выше термический к. п. д. цикла. Следовательно, средние температуры подвода и отвода тепла могут служить критериями для сравнительной оценки обратимых циклов.

§ 33. Формула второго закона термодинамики для необратимых процессов

Возьмем произвольный необратимый цикл и разобьем его адиабатами на элементарные циклы. Каждый такой элементарный цикл можно заменить элементарным необратимым циклом, состоящим из двух адиабат и двух изотерм. При этом в процессе необратимого изотермического расширения температура рабочего тела должна быть меньше температуры горячего источника для возможности перехода тепла от источника к рабочему телу. Равным образом температура рабочего тела при необратимом изотермическом сжатии должна быть выше температуры холодного источника для возможности перехода тепла от рабочего тела к источнику. Следовательно, разность температур рабочего тела в элементарном необратимом цикле будет меньше, чем в элементарном обратимом цикле Карно, состоящем из таких же процессов, но с температурами рабочего тела в изотермических процессах, равных температурам соответствующих источников тепла. Значит, к. п. д. η_n при преобразовании теплоты в работу в необратимом цикле будет меньше термического к. п. д. цикла Карно η_k при тех же источниках тепла, т. е. $\eta_n < \eta_k$. Имея в виду, что, согласно уравнениям (1.126) и (1.127):

$$\eta_n = 1 - \frac{dq_2}{dq_1}; \quad \eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

можем написать:

$$\frac{dq_2}{dq_1} > \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{dq_2}{T_2} > \frac{dq_1}{T_1}; \quad \frac{dq_1}{T_1} - \frac{dq_2}{T_2} < 0.$$

В этих уравнениях dq_2 взято по абсолютной величине. Если брать dq_2 со своим знаком, то последнее уравнение запишется следующим образом:

$$\frac{dq_1}{T_1} + \frac{dq_2}{T_2} < 0; \quad \sum \frac{dq}{T} < 0.$$

Отсюда для всей совокупности элементарных необратимых циклов, т. е. для произвольного необратимого цикла, можем написать

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0.$$

Возьмем теперь необратимый цикл, состоящий из необратимого (линия 1—m—2) и обратимого (линия 2—n—1) процессов (рис. 1.20).

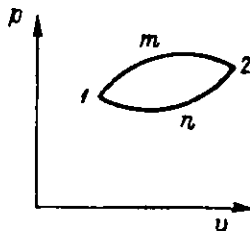


Рис. 1.20. К выводу формулы второго закона термодинамики для необратимых процессов

Для такого цикла можно написать

$$\int_1^2 \frac{dq}{T} + \int_2^1 \frac{dq}{T} < 0.$$

Но для процесса 2—1 по уравнению второго закона термодинамики для обратимых процессов имеем

$$\int_2^1 \frac{dq}{T} = s_1 - s_2;$$

следовательно,

$$\int_1^2 \frac{dq}{T} + s_1 - s_2 < 0.$$

Отсюда

$$s_2 - s_1 > \int_1^2 \frac{dq}{T}; \quad (I.144)$$

$$ds > \frac{dq}{T}. \quad (I.145)$$

Неравенства (I.144) и (I.145), характеризующие изменение энтропии в необратимых процессах, называют формулами второго закона термодинамики для необратимых процессов.

Объединяя формулы второго закона для обратимых и необратимых процессов, можно написать:

$$ds \geq \frac{dq}{T}; \quad (I.146)$$

$$s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \frac{dq}{T}. \quad (I.147)$$

Знак $=$ в этих формулах относится к обратимым, а знак $>$ — к необратимым процессам.

Между двумя одинаковыми состояниями 1 и 2 изменение энтропии как функции состояния одинаково в обратимых и необратимых процессах. Поэтому из формулы (I.147) следует, что величина $\int_1^2 \frac{dq}{T}$ между одинаковыми состояниями в необратимом процессе меньше, чем в обратимом.

§ 34. Максимальная работа. Эксергия

Для получения уравнения максимальной работы рассмотрим расширенную изолированную систему, состоящую из рабочего тела — источника работы — и окружающей среды. Такая система не получает и не отдает тепло, и для нее $dq = 0$. Обозначим параметры рабочего тела p_1, T_1 , а окружающей среды p_0, T_0 . До достижения равновесного состояния системы рабочее тело — окружающая среда в общем случае $p_1 > p_0, T_1 > T_0$. Внутреннюю энергию рабочего тела и окружающей среды в начальном состоянии (до достижения равновесного состояния) обозначим соответственно u_1 и u_{01} , а в конечном состоянии (после достижения равновесного состояния) — u_2 и u_{02} . Согласно первому закону термодинамики, учитывая аддитивность внутренней энергии, можем для такой изолированной системы написать

$$u_2 - u_1 + (u_{02} - u_{01}) + l_{\max} = 0, \quad (I.148)$$

где $l_{\max}$ — работа, производимая изолированной системой при переходе из начального в конечное состояние.

Рабочее тело может обмениваться теплом с окружающей средой и производить работу над ней. Согласно первому закону термодинамики, переданное окружающей среде тепло q_0 и совершенная над ней работа l_0 пойдут на изменение внутренней энергии среды:

$$u_{02} - u_{01} = q_0 + l_0.$$

Давление p_0 и температура T_0 окружающей среды приняты неизменными, поэтому

$$q_0 = T_0 (s_{02} - s_{01}); \quad l_0 = p_0 (v_2 - v_1).$$

Здесь s_{02} и s_{01} — энтропия окружающей среды в конце и начале процесса; v_2 и v_1 — удельные объемы рабочего тела в конце и начале процесса. При обратимом изменении состояния изолированной системы ее энтропия не изменяется, что следует из уравнения (1.130).

Поэтому можно написать:

$$(s_2 - s_1) + (s_{02} - s_{01}) = 0;$$

$$s_{02} - s_{01} = s_1 - s_2,$$

где s_1 и s_2 — энтропия рабочего тела в начале и конце процесса.

Тогда

$$u_{02} - u_{01} = T_0 (s_1 - s_2) + p_0 (v_2 - v_1)$$

и из уравнения (1.148)

$$l_{\max} = u_1 - u_2 - T_0 (s_1 - s_2) - p_0 (v_2 - v_1). \quad (1.149)$$

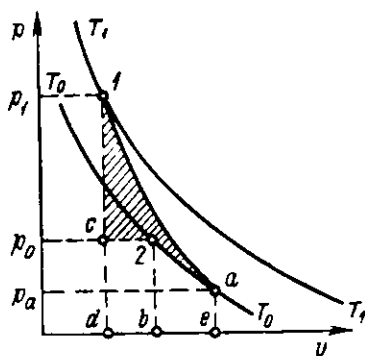


Рис. 1.21. К понятию эксергии

Уравнением (1.149) определяется максимальная полезная работа — работоспособность системы, так как из всей произведенной работы вычитается та ее часть (l_0), которая пошла на сжатие среды и не может быть использована по нашему усмотрению. Как видим, величина максимальной полезной работы определяется только параметрами рабочего тела и окружающей среды.

Переход рабочего тела из состояния 1 с параметрами p_1 , T_1 в равновесное с окружающей средой состояние 2, характеризующееся параметрами p_0 , T_0 , можно представить происходящим по двум обратимым процессам: адиабатного расширения с понижением температуры от T_1 до T_0 и давления от p_1 до p_a (рис. 1.21, точка a); изотермического сжатия при температуре T_0 с повышением давления от p_a до p_0 (точка 2). Если рабочим телом является идеальный газ, то работа обратимого изотермического сжатия при температуре T_0 равна $T_0 (s_1 - s_2)$ и изображается площадью $a-2-b-e$, работа обратимого адиабатного расширения равна $u_1 - u_2$ — площадь $1-a-e-d$, работа газа над окружающей средой равна $p_0 (v_2 - v_1)$ — площадь $c-2-b-d$, максимальная полезная работа $l_{\max}$ — площадь $1-a-2-c-1$.

В большинстве теплосиловых и холодильных установок мы имеем дело с непрерывным потоком рабочего тела (вода и пар в паротурбинных установках, воздух и продукты сгорания топлива в газотурбинных установках и т. д.), поэтому целесообразно рассмотреть работоспособность системы, состоящей из потока рабочего тела — источника работы — и окружающей среды. Полезной работой в этом случае является техническая работа.

Как было указано, переход источника работы из состояния 1 (параметры p_1 , T_1 , скорость c_1) в состояние 2 (параметры p_0 , T_0 , скорость c_0) можно представить в виде обратимого адиабатного расширения и последующего обратимого изотермического сжатия (рис. 1.21). Техническая работа,

совершаемая потоком в процессе обратимого адиабатного расширения $1-a$, согласно уравнению (I.25), равна

$$i'_{1-a} = i_1 - i_a - \frac{c_a^2 - c_1^2}{2}.$$

Техническая работа в процессе обратимого изотермического сжатия

$$i'_{a-2} = i_a - i_0 - \frac{c_0^2 - c_a^2}{2} + q_{a-2}.$$

Количество тепла в обратимом изотермическом процессе

$$q_{a-2} = T_0 (s_0 - s_a).$$

Но поскольку процесс $1-a$ является обратимым адиабатным процессом, то $s_a = s_1$ и, следовательно,

$$q_{a-2} = T_0 (s_0 - s_1) = -T_0 (s_1 - s_0).$$

Техническая работа в процессе $1-2$, т. е. полезная работа, производимая системой при переходе из состояния 1 в состояние 2, равна

$$i'_{1-0} = i'_{1-a} + i'_{a-0} = i_1 - i_0 + \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} - T_0 (s_1 - s_0).$$

Максимальное значение технической работы имеет при $c_0 = 0$. В отдельных случаях начальную скорость потока не учитывают: $c_1 = 0$. Тогда максимальная полезная работа — работоспособность системы

$$i'_{\max} = i_1 - i_0 - T_0 (s_1 - s_0).$$

Работоспособность называется эксергией и обозначается e . Таким образом, эксергия (при $c_0 = 0$; $c_1 = 0$) равна

$$e = i - i_0 - T_0 (s - s_0). \quad (\text{I.150})$$

Из уравнения видно, что эксергия однозначно определяется начальными параметрами источника работы (p ; T) и параметрами окружающей среды (p_0 ; T_0).

Введем понятие работоспособности тепла, для чего рассмотрим изолированную систему, состоящую из горячего и холодного источников тепла и рабочего тела, совершающего цикл между ними. Под работоспособностью тепла понимают максимальную полезную работу, которую можно получить за счет тепла q_1 , отбираемого от горячего источника тепла, если холодным источником является окружающая среда. Пусть T_1 — температура горячего источника тепла, T_0 — температура холодного источника — окружающей среды. Как известно, максимальная работа за счет тепла q_1 может быть получена в том случае, если между заданными источниками тепла будет совершаться обратимый цикл Карно. Вся работа, получаемая в таком цикле, является полезной, так как в цикле рабочее тело возвращается в исходное состояние и, следовательно, окружающая среда в рассматриваемой изолированной системе в итоге не подвергается сжатию или расширению. Итак, в соответствии с формулой (I.127) для термического к. п. д. обратимого цикла Карно максимальная полезная работа, которая может быть получена за счет тепла q_1 , — работоспособность тепла q_1 равна

$$l_{q \max} = \eta_l q_1 = \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) q_1.$$

Как видим, работоспособность тепла тем больше, чем больше T_1 и чем меньше T_0 . Работоспособность тепла называется эксергией тепла и обозначается e_q . Таким образом, эксергия тепла q равна

$$e_q = \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) q. \quad (\text{I.151})$$

§ 35. Принцип возрастания энтропии. Уменьшение работоспособности системы вследствие необратимости процессов

Если в изолированной системе происходят обратимые процессы, энтропия ее не изменяется: $ds = 0$. Если же в изолированной системе происходят необратимые процессы, то, согласно формуле (I.145), $ds > 0$, т. е. энтропия изолированной системы, в которой происходят необратимые процессы, возрастает. Это положение известно под названием принципа возрастания энтропии.

Вместе с возрастанием энтропии уменьшается полезная работа, производимая изолированной системой при необратимых процессах изменения ее состояния. Наибольшую полезную работу производит изолированная система при обратимых процессах, когда энтропия ее не изменяется. Чем больше возрастает энтропия, т. е. чем более необратим процесс, тем меньше полезная работа, производимая системой. Таким образом, между ростом энтропии и уменьшением работоспособности изолированной системы существует прямо пропорциональная зависимость, которая может быть выражена аналитически.

Рассмотрим изолированную систему, состоящую из рабочего тела или совокупности рабочих тел и окружающей среды. Обозначим изменение энтропии окружающей среды при обратимых изменениях состояния системы через $\Delta s_{об}$, а при необратимых изменениях — $\Delta s_{н}$. Изменение энтропии рабочих тел, одинаковое между одинаковыми состояниями в обратимых и необратимых процессах, обозначим $s_2 - s_1$. Тогда, согласно формулам (I.131) и (I.144), для изменения энтропии всей изолированной системы можно написать: при обратимых процессах $\Delta s_{об} + s_2 - s_1 = 0$; при необратимых процессах $\Delta s_{н} + s_2 - s_1 > 0$. Из этих уравнений следует, что

$$\Delta s = \Delta s_{н} - \Delta s_{об} > 0.$$

Величина Δs , будучи положительной, представляет собой увеличение энтропии системы, вызванное необратимостью процесса изменения ее состояния.

Количество тепла, переданного рабочими телами окружающей среде, при неизменной температуре среды T_0 на основании уравнения (I.136) равно: при обратимых процессах $q_{об} = T_0 \Delta s_{об}$; при необратимых процессах $q_{н} = T_0 \Delta s_{н}$. Тогда

$$q_{н} - q_{об} = T_0 (\Delta s_{н} - \Delta s_{об}) = T_0 \Delta s. \quad (a)$$

Согласно первому закону термодинамики, сумма теплоты, отданной окружающей среде, и работы, произведенной над ней, равна уменьшению внутренней энергии рабочих тел. Это уменьшение одинаково между одинаковыми состояниями в обратимых и необратимых процессах, поэтому можно написать: в обратимых процессах $u_1 - u_2 = q_{об} + l_{об}$; в необратимых процессах $u_1 - u_2 = q_{н} + l_{н}$. Из этих уравнений получаем

$$q_{н} - q_{об} = l_{об} - l_{н}. \quad (б)$$

Сопоставляя уравнения (a) и (б), имеем

$$\Delta l = l_{об} - l_{н} = T_0 \Delta s. \quad (I.152)$$

Величина Δl представляет собой уменьшение работоспособности — потерю работоспособности — системы из-за необратимости процесса изменения ее состояния. Как видим, потеря работоспособности Δl равна абсолютной температуре окружающей среды, умноженной на приращение энтропии системы.

Уравнение (I.152) является универсальным и относится также к потере работоспособности тепла. Оно служит основой энтропийного метода расчета потерь работоспособности — энергетических потерь.

Суть эксергетического метода расчета потерь работоспособности заключается в следующем. Пусть, например, в турбину поступает поток рабочего тела с параметрами p_1 , T_1 и эксергией e_1 . На выходе из турбины поток имеет параметры p_2 , T_2 и эксергию e_2 . Поскольку в турбине происходит необратимый процесс, то имеет место потеря работоспособности ΔI . Кроме того, часть работоспособности расходуется на производство полезной работы турбиной $l_{пол}$. Поэтому очевидно, что уменьшение работоспособности $e_1 - e_2$ равно сумме $l_{пол}$ и ΔI , т. е.

$$e_1 - e_2 = l_{пол} + \Delta I.$$

Отсюда определяется ΔI .

§ 36. Об обобщении принципа возрастания энтропии

Естественные (необратимые) процессы, протекающие в изолированной системе, сопровождаются выравниванием температур, давлений и других факторов интенсивности. Вместе с этим растет энтропия системы. Когда энтропия достигнет максимума, разности температур, давлений и других факторов интенсивности станут равными нулю и прекратятся процессы в системе.

Принимая всю вселенную за изолированную систему и основываясь на вышеизложенном, Р. Клаузиус пришел к выводу, что в определенный момент, когда энтропия мира достигнет максимума, должны прекратиться все процессы в ней и вселенная должна погрузиться в состояние «тепловой смерти».

Подобная теория ведет к признанию начала и конца мира. Действительно, согласно этой теории, если бы мир существовал вечно, то его тепловая смерть давно должна была бы наступить. Если же до сих пор она еще не наступила, то, значит, мир не существует вечно, следовательно, он когда-то был создан и когда-то будет уничтожен.

Таким образом, концепция Клаузиуса приводит к ошибочным выводам, и основная причина этого заключается в том, что Клаузиус незаконно распространяет принцип возрастания энтропии на всю вселенную, рассматривая ее как изолированную систему.

Между тем термодинамическое понимание изолированной системы не дает основания считать мир изолированной системой. Кроме того, возрастание энтропии в естественных процессах, как это следует из статистического понимания второго закона термодинамики, не является единственно возможным результатом процессов. В случае малых количеств молекул в определенном объеме довольно часто может происходить не рост энтропии, а ее уменьшение, не рассеяние энергии, сопровождающееся уменьшением температурных разностей, а концентрация энергии и рост температуры. Из этого следует, что применение принципа возрастания энтропии ко всей вселенной, где процессы могут происходить и с уменьшением энтропии, является незаконным. Ф. Энгельс пишет: «Мы приходим, таким образом, к выводу, что излученная в мировое пространство теплота должна иметь возможность каким-то путем, — путем, установление которого будет когда-то в будущем задачей естествознания, — превратиться в другую форму движения, в которой она может снова сосредоточиться и начать активно функционировать»*.

Далее Ф. Энгельс пишет особенно ярко по поводу ошибочной теории тепловой смерти мира: «Вот вечный круговорот, в котором движется материя, ... круговорот, в котором каждая конечная форма существования материи — безразлично, солнце или туманность, отдельное животное или животный вид, химическое соединение или разложение — одинаково переходяща и в котором ничто не вечно, кроме вечно изменяющейся, вечно дви-

* Ф. Энгельс. Диалектика природы. Госполитиздат, 1953 с. 18.

жущейся материи и законов ее движения и изменения. Но как бы часто и как бы безжалостно ни совершался во времени и в пространстве этот круговорот; ... у нас есть уверенность, что материя во всех своих превращениях остается вечно одной и той же, что ни один из ее атрибутов никогда не может быть утрачен и что поэтому с той же самой железной необходимостью, с какой она когда-нибудь истребит на земле свой высший цвет — мыслящий дух, она должна будет его снова породить где-нибудь в другом месте и в другое время».*

Пример 1. Рассчитать цикл Карно (см. рис. 1.11), если максимальное давление в цикле составляет 40 кгс/см^2 , минимальное 1 кгс/см^2 , а крайние температуры равны 400 и 27°C . Рабочее тело — азот, количество — 1 кгс .

Расчет заключается в том, чтобы определить: параметры всех основных точек цикла; изменение внутренней энергии, работу, количество теплоты и изменение энтропии во всех процессах; термический к. п. д. цикла.

Удельный объем азота в точке 1

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{848 \cdot 673,15}{28 \cdot 40 \cdot 10^4} = \frac{30,3 \cdot 673,15}{40 \cdot 10^4} = 0,050 \text{ м}^3/\text{кгс}.$$

Удельный объем в точке 3

$$v_3 = \frac{RT_3}{p_3} = \frac{30,3 \cdot 300,15}{1 \cdot 10^4} = 0,891 \text{ м}^3/\text{кгс}.$$

В адиабатном процессе 2—3

$$\frac{v_2}{v_3} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

отсюда удельный объем в точке 2:

$$\lg v_2 = \lg v_3 + \frac{1}{k-1} \lg \frac{T_2}{T_1} = \lg 0,891 + \frac{1}{0,4} \lg \frac{300,15}{673,15} = 1,069; v_2 = 0,117 \text{ м}^3/\text{кгс}.$$

Давление в точке 2

$$p_2 = \frac{RT_1}{v_2} = \frac{30,3 \cdot 673,15}{0,117} = 17,4 \text{ кгс/см}^2.$$

Из уравнения адиабаты 4—1

$$p_4 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 40 \left(\frac{300,15}{673,15} \right)^{\frac{1,4}{0,4}} = 40 \cdot 0,445^{3,5},$$

отсюда $\lg p_4 = 0,372$ и давление в точке 4 $p_4 = 2,35 \text{ кгс/см}^2$.

Удельный объем в точке 4

$$v_4 = \frac{RT_2}{p_4} = \frac{30,3 \cdot 300,15}{2,35 \cdot 10^4} = 0,38 \text{ м}^3/\text{кгс}.$$

Вычисляем изменение внутренней энергии в процессах цикла. В изотермических процессах 1—2 и 3—4:

$$u_2 - u_1 = 0; u_4 - u_3 = 0.$$

В адиабатных процессах 2—3 и 4—1:

$$u_3 - u_2 = \frac{AR}{k-1} (T_2 - T_1) = \frac{30,3 (300,15 - 673,15)}{427 \cdot 0,4} = -66,17 \text{ ккал/кгс};$$

$$u_1 - u_4 = \frac{AR}{k-1} (T_2 - T_4) = 66,17 \text{ ккал/кгс}.$$

Изменение внутренней энергии за цикл равно нулю.

Определяем работу в процессах цикла. В изотермических процессах 1—2 и 3—4 [см. формулу (1.89)]:

$$l_{1-2} = 2,303 \cdot 30,3 \cdot 673,15 \lg \frac{0,117}{0,05} = 17333,2 \text{ кгс} \cdot \text{м/кгс};$$

$$l_{3-4} = 2,303 \cdot 30,3 \cdot 300,15 \lg \frac{0,380}{0,891} = -7724,5 \text{ кгс} \cdot \text{м/кгс}.$$

* Ф. Энгельс. Диалектика природы. Госполитиздат, 1953, с. 18—19.

В адиабатных процессах 2—3 и 4—1 [см. формулу (I.103)]:

$$l_{2-3} = - \frac{30,3 (300,15 - 673,15)}{0,4} = 28254,7 \text{ кгс} \cdot \text{м/кгс};$$

$$l_{4-1} = - \frac{30,3 \cdot 373,0}{0,4} = -28254,7 \text{ кгс} \cdot \text{м/кгс}.$$

Работа за цикл (работа, полученная в цикле) составляет

$$l_0 = 17333,2 - 7724,5 = 9608,7 \text{ кгс} \cdot \text{м/кгс}.$$

Рассчитываем тепло, участвующее в процессах цикла. В изотермических процессах 1—2 и 3—4:

$$q_{1-2} = Al_{1-2} = \frac{17333,2}{427} = 40,6 \text{ ккал/кгс}; \quad q_{3-4} = Al_{3-4} = -18,1 \text{ ккал/кгс}.$$

В адиабатных процессах 2—3 и 4—1:

$$q_{2-3} = 0; \quad q_{4-1} = 0.$$

Тепло, преобразованное в работу в цикле,

$$q_1 - q_2 = Al_0 = 40,6 - 18,1 = 22,5 \text{ ккал/кгс}.$$

Определяем изменение энтропии в процессах цикла. В изотермических процессах 1—2 и 3—4:

$$s_2 - s_1 = \frac{q_{1-2}}{T_1} = \frac{40,6}{673,15} = 0,0603 \text{ ккал/(кгс} \cdot \text{К)};$$

$$s_4 - s_3 = \frac{q_{3-4}}{T_3} = - \frac{18,1}{300,15} = -0,0603 \text{ ккал/(кгс} \cdot \text{К)}.$$

В адиабатных процессах 2—3 и 4—1:

$$s_3 - s_2 = 0; \quad s_1 - s_4 = 0.$$

Изменение энтропии за цикл равно нулю.

Вычисляем термический к. п. д. цикла:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{22,5}{40,6} = 0,554;$$

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{673,15 - 300,15}{673,15} = 0,554.$$

Пример 2. Кислород в количестве 1 кг, имеющий температуру 20° С и абсолютное давление 0,5 МПа, нагревается при постоянном объеме до абсолютного давления 1,4 МПа. Определить изменение энтропии, считая теплоемкость газа постоянной.

Температура в конце процесса

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 293,15 \frac{1,4}{0,5} = 820 \text{ К}.$$

Изменение энтропии на основании уравнения (I.132):

$$s_2 - s_1 = 2,303 c_v \lg \frac{T_2}{T_1} = 2,303 \frac{20,9}{32} \lg \frac{820}{293,15} = 0,674 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)};$$

$$s_2 - s_1 = 2,303 \frac{5}{32} 0,448 = 0,161 \text{ ккал/(кгс} \cdot \text{К)}.$$

Пример 3. Определить изменение энтропии одного киломоля двухатомного газа, начальное абсолютное давление которого равно 1,2 МПа (12,2 кгс/см²), начальный объем 2 м³, а конечная температура, достигнутая в результате нагрева газа при постоянном давлении, равна 85° С.

Начальная температура газа

$$T_1 = \frac{pV_\mu}{R_\mu} = \frac{1,2 \cdot 10^6 \cdot 2}{8314} = 288,6 \text{ К}.$$

Изменение энтропии, согласно формуле (I.134):

$$S_2 - S_1 = 2,303 \mu c_p \lg \frac{T_2}{T_1} = 2,303 \cdot 29,3 \lg \frac{358,15}{288,6} = 6,44 \text{ кДж/(кмоль} \cdot \text{К)};$$

$$S_2 - S_1 = 2,303 \cdot 7 \cdot 0,095 = 1,54 \text{ ккал/(кмоль} \cdot \text{К)}.$$

Пример 4. При постоянной температуре 8 кг углекислого газа нагреваются от объема 0,5 м³ до объема 7 м³. Определить изменение энтропии.

Согласно уравнению (1.137):

$$S_2 - S_1 = 2,303MR \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,303 \cdot 8 \frac{8314}{44} \lg \frac{7,0}{0,5} = 3,991 \text{ кДж/К};$$

$$S_2 - S_1 = 2,303GAR \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,303 \cdot 8 \frac{1}{427} \cdot \frac{848}{44} 1,146 = 0,954 \text{ ккал/К}.$$

Пример 5. Воздух с начальными параметрами 2,4 МПа (24,4 кгс/см²), 96° С и 0,6 м³ расширяется в политропном процессе до давления 0,7 МПа (7,1 кгс/см²) и объема 4 м³. Определить изменение энтропии.

Согласно уравнению (1.5), можем написать

$$MR = \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Отсюда температура воздуха в конце процесса

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} T_1 = \frac{0,7 \cdot 4}{2,4 \cdot 0,6} 369,15 = 716 \text{ К}.$$

Масса воздуха

$$M = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{2,4 \cdot 10^6 \cdot 0,6}{8314 \cdot 369,15} = 13,6 \text{ кг}.$$

Показатель политропы

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{V_2}{V_1}} = \frac{\lg 3,43}{\lg 6,67} = 0,64.$$

Изменение энтропии на основании уравнения (1.140):

$$S_2 - S_1 = 2,303Mc_p \frac{n - k}{n - 1} \lg \frac{T_2}{T_1} =$$

$$= 2,303 \cdot 13,6 \frac{20,9}{28,95} \cdot \frac{0,64 - 1,4}{0,64 - 1,0} \lg \frac{716,0}{369,15} = 14,18 \text{ кДж/К};$$

$$S_2 - S_1 = 2,303 \cdot 13,6 \frac{5}{28,95} \cdot \frac{0,64 - 1,4}{0,64 - 1,0} \lg \frac{716,0}{369,15} = 3,38 \text{ ккал/К}.$$

ГЛАВА 7
ВОДЯНОЙ ПАР

§ 37. Процессы парообразования; p - v -диаграмма водяного пара

Рассматривается водяной пар, так как он наиболее распространен. Однако ряд положений, устанавливаемых ниже, относится не только к водяному пару, но и к пару любой другой жидкости.

Насыщенный пар. Пусть в цилиндре под поршнем находится 1 кг воды при температуре $0,01^\circ \text{C}$, или приблизительно 0°C и давлении p_1 . Объем, занимаемый ею, обозначим v_0 . Рассматриваемое состояние жидкости изобразится в p - v -диаграмме некоторой точкой 0 (рис. 1.22). Если, сохраняя постоянное давление p_1 , подводить к жидкости тепло, то температура и объем ее будут расти и, когда они достигнут определенных значений, жидкость начнет кипеть.

Температура кипения жидкости t_n и удельный объем кипящей жидкости v' зависят от давления, под которым происходит кипение, и они тем больше, чем выше давление. Состояние кипящей жидкости изобразится на рис. 1.22 точкой 1 , а изобарный процесс подогрева жидкости от температуры 0°C до точки кипения при постоянном давлении p_1 — линией $0-1$.

По мере подвода тепла к кипящей жидкости при неизменном давлении происходит ее испарение и соответственно перемещение поршня в цилиндре. Если после испарения части жидкости прекратить подвод тепла и исключить охлаждение цилиндра, то образовавшийся пар и кипящая жидкость будут находиться в динамическом равновесии, т. е. число молекул, переходящих из жидкости в пар, будет равно числу молекул, переходящих из пара в жидкость. Из этого следует, что в заданном объеме пара может содержаться строго определенное число молекул. Пар «насыщает» предоставленный объем. Поскольку пар находится вместе с жидкостью, он называется **в л а ж н ы м н а с ы щ е н н ы м паром**.

Жидкость и пар во влажном насыщенном паре не обязательно должны быть разделены поверхностью раздела. Частицы жидкости могут находиться в паре во взвешенном состоянии. Именно такой пар в технике называется **влажным насыщенным паром** или просто **влажным паром**.

Подводя тепло при постоянном давлении, будем продолжать испарение жидкости. Когда процесс испарения завершится, получим **с у х о й н а с ы щ е н н ы й** или просто **сухой пар**. Таким образом, при испарении образуется влажный пар различных состояний, содержащий все меньше жидкости, вплоть до полного ее испарения.

Весь процесс испарения жидкости при постоянном давлении происходит при постоянной температуре t_n , называемой **температурой насыщения**.

Процесс превращения кипящей жидкости в сухой пар при постоянном давлении p_1 изображен на рис. 1.22 линией $1-2$; точка 1 — кипящая жидкость; точка 2 — сухой пар; промежуточные точки — влажный пар различных состояний.

Влажный пар может содержать различное количество пара и жидкости, поэтому для его характеристики вводят представление о степени сухости пара, под которой понимают массу пара, содержащегося в 1 кг влажного пара. Обозначается степень сухости через x . Так, если $x = 0,8$, то это означает, что в 1 кг влажного пара содержится 0,8 кг пара и 0,2 кг жидкости. Понятно, что у сухого пара $x=1$, а у кипящей жидкости $x = 0$, т. е. x может меняться от 0 до 1. Естественно поэтому, что удельный объем влажного пара, обозначаемый v , имеет при данном давлении различные значения, зависящие от относительного содержания пара и жидкости, т. е. от степени сухости x . Сухой насыщенный пар имеет при данном давлении строго определенный объем, обозначаемый v'' . Малейшее уменьшение объема сухого пара при по-

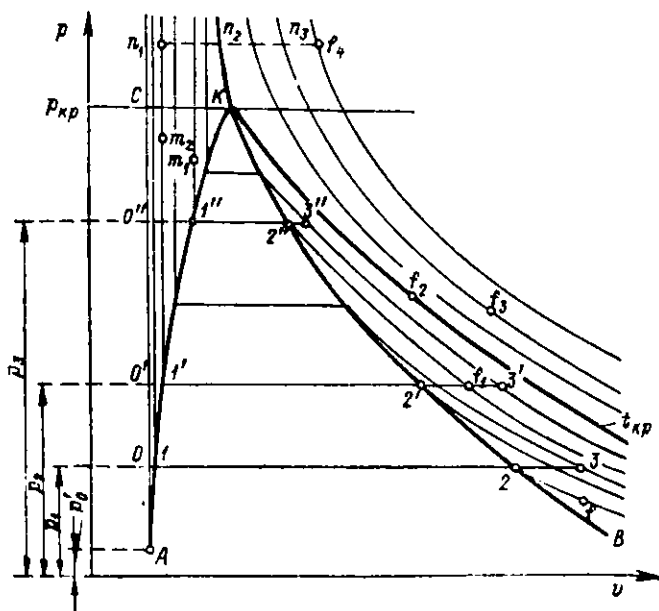


Рис. 1.22. Процессы парообразования в p - v -диаграмме (p - v -диаграмма водяного пара)

стоянном давлении переводит часть пара в жидкость, и пар становится влажным. Изобарный процесс охлаждения сухого пара до состояния кипящей жидкости называется конденсацией пара.

Перегретый пар. Если сухой насыщенный пар нагревать при постоянном давлении, температура его будет превышать температуру насыщения t_n и может достигнуть самых различных значений в зависимости от степени нагрева. Вместе с температурой будет расти при неизменном давлении и удельный объем пара — и тем больше, чем выше нагрев. Это значит, что одно и то же число молекул 1 кг пара будет в зависимости от температуры занимать при постоянном давлении различные объемы. Следовательно, в некотором определенном объеме при одном и том же давлении в зависимости от температуры будет находиться различное число молекул, т. е. такой пар не будет «насыщать» предоставленное пространство. Он называется перегретым паром. Итак, **перегретым** называется пар, имеющий температуру t — большую, чем сухой насыщенный пар при одинаковом давлении. На рисунке точка 3 изображает некоторое состояние перегретого пара давлением p_1 ; линия 2—3 — изобарный процесс перегрева пара; линия θ —3 — процесс получения перегретого пара определенного состояния из жидкости, имеющей температуру 0°C , при постоянном давлении p_1 .

Перегрев пара может быть не только изобарным, но и изотермическим. Если к сухому пару подводить тепло при постоянной температуре, то он

будет расширяться, давление его будет уменьшаться и пар будет перегреваться. Так, если к пару, состояние которого обозначено точкой 2, подводить тепло по изотерме $2 - f$, то пар в любой точке за точкой 2, например в точке f , будет перегретым, так как будет обладать температурой более высокой, чем температура насыщения, соответствующая давлению во взятой точке (точка f). Изотермический перегрев в технике не применяется.

***p*-*t*-диаграмма водяного пара.** Если жидкость при температуре 0°C имеет более высокое давление чем p_1 , например p_2 , то в силу практической несжимаемости жидкости состояние ее изобразится точкой, лежащей на вертикали, проходящей через точку 0 , т. е. точкой 0 (рис. 1.22). Состояние кипящей жидкости при давлении p_2 изобразится точкой $1'$, лежащей правее точки 1 , так как при более высоком давлении жидкость кипит при более высокой температуре и обладает поэтому большим удельным объемом.

Состояние сухого насыщенного пара изобразится точкой $2'$, лежащей левее точки 2, так как удельный объем сухого пара уменьшается с ростом давления.

Состояние перегретого пара изобразится точкой, лежащей правее точки $2'$, например точкой $3'$, которая может находиться правее и левее точки 3 в зависимости от температуры перегретого пара. Если далее построить точки $0''$, $1''$, $2''$, $3''$, соответствующие более высокому давлению p_3 , и подобные точки для еще более высоких давлений, а также для давлений ниже p_1 и затем соединить отдельными линиями точки 0 , $0'$, $0''$, ..., точки 1 , $1'$, $1''$, ... и точки 2 , $2'$, $2''$, ..., то получатся линии AC и AKB .

Точки линии AC изображают состояния жидкости, имеющей температуру 0°C и различные давления, т. е. линия AC представляет собой изотерму 0°C . Но, как показывает опыт, жидкость, имея температуру 0°C , кипит, если находится под абсолютным давлением $p_0 = 0,006108$ бар ($0,006228$ кгс/см²). Поэтому точка A характеризует кипящую жидкость при температуре 0°C и принадлежит как линии AC , так и линии AK , каждая точка которой изображает кипящую жидкость при определенном давлении. Точки линии BK изображают сухой насыщенный пар при различном давлении, а значит, и различной температуре насыщения. Линия AKB называется пограничной кривой, AK — нижней пограничной кривой, BK — верхней пограничной кривой. Точка K , в которой сходятся линии AK и BK , называется критической, а параметры в этой точке — критическими. Значения критических параметров водяного пара следующие: критическая температура $t_{кр} = 374,12^\circ\text{C}$; абсолютное критическое давление $p_{кр} = 221,15$ бар ($225,51$ кгс/см²); критический удельный объем $v_{кр} = 0,003147$ м³/кг.

Соединяя на рис. 1.22 горизонтальными линиями точки 1 и 2 , $1'$ и $2'$ и т. д., получаем отрезки изобар и одновременно изотерм, по которым происходит переход кипящей жидкости в сухой насыщенный пар. Если продолжить эти отрезки изотерм в области левее линии AK и правее линии KB , а также провести изотерму через критическую точку (критическую изотерму $t_{кр}$) и изотермы, соответствующие температурам выше критической, то получится картина, изображенная на рис. 1.22 и представляющая собой *p*-*t*-диаграмму водяного пара.

Проведя в диаграмме изобару через критическую точку (критическую изобару $p_{кр}$), можно диаграмму разбить на следующие области: область левее линии AK под изобарой $p_{кр}$ — область, каждая точка которой изображает состояние некипящей жидкости; область внутри пограничной кривой, где точки изображают различные состояния влажного пара; область правее линии BK под изобарой $p_{кр}$ — область, точки которой изображают различные состояния перегретого пара; область, расположенную выше критической изобары, включая эту изобару. Последнюю область нужно рассмотреть особо, поскольку вышеизложенные процессы изобарного перехода жидкости в пар относились к докритическому давлению.

Когда жидкость подогревается при критическом давлении, то она полностью испаряется минуя область насыщения. Дальнейший изобарный подогрев превращает пар в перегретый с температурой выше критической.

Если подогрев вести при сверхкритическом давлении, то в течение всего процесса нельзя заметить ни одного момента, когда происходило бы кипение и испарение жидкости, как это имеет место при докритическом давлении. Физические параметры вещества (удельный объем, энтальпия, энтропия и др.) меняются непрерывно. Поэтому здесь трудно было бы противопоставить понятия жидкость и пар. Однако если взять такие величины, как теплоемкости c_p и c_v , коэффициенты объемного расширения и другие первые производные от физических параметров по температуре и давлению, то можно видеть, что они, изменяясь, проходят через максимумы. Это означает, что в области максимумов имеет место резкое изменение свойств вещества, определенная перестройка его структуры, переход вещества из одной фазы — сверхкритической жидкости — в другую фазу — сверхкритический перегретый пар. Вопрос о границе между этими фазами в виде линии, узкой области или определенным образом расположенной полосы в настоящее время нельзя считать окончательно решенным. Часто за границу раздела принимают критическую изотерму.

Сжижение перегретого пара (газа). Рассмотрим с помощью рис. 1.22 процессы сжижения перегретого пара. Излагаемое относится и к сжижению газа, поскольку принципиальной разницы между перегретым паром и газом не существует. Газообразное вещество, имеющее настолько высокую критическую температуру, что вблизи обычных температур оно может находиться как в газообразном, так и в жидком или твердом состояниях, называется перегретым паром; в противном случае — газом.

Сжижение перегретого пара (газа), имеющего температуру и давление ниже критических, например в точке f_1 , возможно осуществить по изобаре или изотерме. При изобарном процессе за счет отвода тепла перегретый пар переводится сначала в сухой пар — точка $2'$, затем в кипящую жидкость — точка $1'$ — и, наконец, в некипящую жидкость — например, точка $0'$. В изотермическом процессе пар сжимается с отводом тепла до состояния сухого насыщенного пара в точке $2''$. Процесс этот сопровождается ростом давления — линия f_1-2'' . Дальнейшее сжатие с отводом тепла вызывает конденсацию пара. Процесс этот идет при постоянных температуре и давлении — линия $2''-1''$. Последующее изотермическое повышение давления переводит жидкость в состояние некипящей жидкости, изображаемой, например, точкой m_1 — линия $1''-m_1$.

Сжижение перегретого пара (газа) с температурой, равной критической температуре или выше ее, при давлении ниже критического, например в состояниях f_2 и f_3 , также можно осуществить по изобаре, и этот процесс сжижения не отличается от описанного выше. Изотермический же процесс может привести к сжижению только тогда, когда конечное состояние вещества в процессе сжатия окажется в области сверхкритической жидкости. Желая получить жидкость с докритическими параметрами, следует после изотермического сжатия, например до точек n_2 и n_3 , произвести сжатие по изобаре до нужной температуры, например в точке n_1 (процессы n_2-n_1 и n_3-n_1). После этого необходимо изотермическое понижение давления до заданного значения, например в точке m_2 (процесс n_1-m_2). Таким образом, весь процесс сжижения перегретого пара (газа) из состояния f_2 изобразится линией $f_2-n_2-n_1-m_2$, а из состояния f_3 — линией $f_3-n_3-n_1-m_2$. В каждом из этих процессов от тела отводится тепло.

Очевидно, что превращение пара сверхкритических параметров, например в точке f_4 , в жидкость с докритическими параметрами, например в точке m_2 , возможно в соответствии с изложенным по процессу $f_4-n_1-m_2$.

В заключение следует указать, что для получения жидких газов с докритическими параметрами необходимо иногда достигнуть весьма низких

температур, так как критические температуры некоторых газов очень низки. В настоящее время сжижены все газы. Важнейшие из них — воздух, кислород, гелий и другие сжижаются в промышленном масштабе.

§ 38. Удельный объем, энтальпия и энтропия жидкости и пара

Жидкость. Удельный объем некипящей жидкости v увеличивается с ростом температуры; ввиду практической несжимаемости жидкости он мало изменяется с изменением давления. Для воды при любом давлении приближенно можно принимать $v = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. Удельный объем кипящей жидкости v' увеличивается с ростом температуры или давления, достигая максимального значения в критической точке. При невысоком давлении v' мало отличается от v .

Энтальпию жидкости вплоть до состояния кипения можно рассчитывать, пользуясь уравнением (1.23). Для этой цели условно принимают внутреннюю энергию жидкости в тройной точке, равной нулю. Параметры тройной точки воды: абсолютное давление $0,006112 \text{ бар}$ ($0,006232 \text{ кгс/см}^2$); температура $0,01^\circ \text{ С}$. Таким образом, можно считать принятым, что внутренняя энергия воды, кипящей при температуре 0° С , равна нулю: $u_0 = 0$. Подсчеты показывают, что при этом условии может быть принята приблизительно равной нулю и внутренняя энергия воды, имеющей температуру 0° С , но любое заданное давление: $u_0 = 0$. Тогда

$$i_0 = u_0 + pv_0 \approx pv_0.$$

По этому уравнению может быть определена энтальпия в исходном состоянии процессов парообразования именно для жидкости, имеющей температуру 0° С и данное давление p , т. е. в точках $0, 0', 0'', \dots$ (см. рис. 1.22).

Имея далее в виду, что процесс подогрева жидкости является изобарным, можно, согласно уравнению (1.23), вычислить энтальпию некипящей жидкости в данном ее состоянии по формуле

$$i = i_0 + q_p.$$

Здесь q_p — количество тепла, подводимого при данном давлении к 1 кг жидкости с температурой 0° С для ее подогрева до заданной температуры t :

$$q_p = \int_0^t c_p dt,$$

где c_p — массовая изобарная теплоемкость жидкости, зависящая от давления и температуры. В приближенных расчетах при не очень высоких давлениях и температурах можно принять для воды: $c_p = 4,1868 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$; $c_p = 1 \text{ ккал/(кгс} \cdot ^\circ \text{С)}$.

Энтальпия кипящей жидкости i' может быть определена соответственно по уравнению

$$i' = i_0 + \int_0^{t_n} c_p dt.$$

Энтропию жидкости рассчитывают, основываясь на уравнении второго закона термодинамики. При этом условно принимают, что энтропия жидкости в тройной точке равна нулю. Таким образом, приближенно можно считать принятым, что энтропия жидкости, кипящей при температуре 0° С , равна нулю: $s'_0 = 0$.

Процесс подогрева жидкости от 0° С и давления насыщения до данной температуры и давления можно считать происходящим по двум процессам: процессу повышения давления без изменения энтропии (изоэнтропный — обратимый адиабатный процесс) и процессу повышения температуры без

изменения давления. Суммарное изменение энтропии в двух процессах, равное изменению энтропии только в последнем изобарном процессе, равно

$$s - s_0 = \int_{T_1}^T \frac{dq}{T}.$$

Здесь s и T — энтропия и температура жидкости в данном состоянии; T_1 — температура жидкости в конце изоэнтропного повышения давления. В приближенных расчетах повышением температуры в изоэнтропном процессе можно пренебречь и считать $T_1 = T_0 = 273,15$. Тогда, учитывая, что $s_0 = 0$, можно вычислять энтропию жидкости по уравнению

$$s = \int_{T_0}^T \frac{dq}{T} = \int_{T_0}^T \frac{c_p dT}{T}.$$

Энтропия кипящей жидкости

$$s' = \int_{T_0}^{T_n} c_p \frac{dT}{T}.$$

Согласно уравнению (1.21), значения энтропии s и s' при принятых условиях можно вычислять и так:

$$s = \int_{T_0}^T \frac{di}{T} - \int_{p_0}^p \frac{v dp}{T}; \quad s' = \int_{T_0}^{T_n} \frac{di}{T} - \int_{p_0}^p \frac{v dp}{T}.$$

Точные значения v , i , s , i' , s' приводятся в таблицах.

Влажный насыщенный пар. Удельный объем v_x влажного пара со степенью сухости x можно определить по формуле

$$v_x = v''x + v'(1 - x). \quad (1.153)$$

Здесь $v''x$ — объем пара, а $v'(1 - x)$ — объем жидкости в объеме 1 кг влажного пара. При невысоких давлениях и больших значениях x вторым членом можно пренебречь и вычислять v , приближенно:

$$v_x \approx v''x. \quad (1.154)$$

Теплота испарения (парообразования) — это количество тепла, необходимого для полного испарения 1 кг кипящей жидкости при постоянных давлении и температуре. Теплота испарения обозначается r . Ее величина уменьшается с ростом давления и температуры и в критической точке равна нулю.

Энтальпию i_x и энтропию s_x влажного пара можно определить по формулам, составляемым следующим образом. Для получения влажного пара со степенью сухости x требуется количество тепла rx . Поэтому, согласно уравнениям (1.23) и (1.136), можно написать:

$$i_x - i' = rx; \quad s_x - s' = \frac{rx}{T_n}.$$

Отсюда:

$$i_x = i' + rx; \quad (1.155)$$

$$s_x = s' + \frac{r}{T_n} x. \quad (1.156)$$

Сухой насыщенный пар. Удельный объем v'' сухого насыщенного пара уменьшается с ростом давления или температуры, достигая минимального значения, равного удельному объему кипящей жидкости v' , в критической

точке. Часто пользуются плотностью сухого насыщенного пара $\rho'' = \frac{1}{v''}$ кг/м³, а в прежней системе единиц — удельным весом пара $\gamma'' = \frac{1}{v''}$ кгс/м³. Максимальную плотность сухой пар имеет в критической точке.

Энтальпию i'' и энтропию s'' сухого насыщенного пара можно определить по уравнениям, получаемым из уравнений (I.155) и (I.156) при $x = 1$:

$$i'' = i' + r; \quad (I.157)$$

$$s'' = s' + \frac{r}{T_n}, \quad (I.158)$$

Точные значения v'' , r , i'' , s'' приводятся в таблицах.

Перегретый пар. Удельный объем перегретого пара v увеличивается при неизменной температуре с уменьшением давления и при неизменном давлении с увеличением температуры.

Энтальпию можно определять исходя из того, что, согласно уравнению (I.23), разность $i - i''$ равна количеству тепла, подводимого к 1 кг сухого пара для изобарного превращения его в перегретый пар, т. е.

$$i - i'' = \int_{t_n}^t c_p dt = c_{pm} (t - t_n).$$

Здесь c_p — истинная массовая изобарная теплоемкость перегретого пара; c_{pm} — его средняя массовая теплоемкость в интервале температур от температуры t_n сухого пара до данной температуры перегретого пара. Теплоемкости c_p и c_{pm} являются функциями температуры и давления. Итак, энтальпию i перегретого пара можно определить по формуле

$$i = i'' + c_{pm} (t - t_n). \quad (I.159)$$

Энтропию s перегретого пара можно определить исходя из того, что, согласно уравнению второго закона термодинамики, изменение энтропии в процессе перегрева равно

$$s - s'' = \int_{T_n}^T \frac{dq}{T} = \int_{T_n}^T \frac{c_p dT}{T} = c_{pm} \ln \frac{T}{T_n}.$$

Отсюда энтропия перегретого пара

$$s = s'' + c_{pm} \ln \frac{T}{T_n}. \quad (I.160)$$

Точные значения v , i , s приводятся в таблицах водяного пара.

§ 39. Уравнение Клапейрона—Клаузиуса

Величины r , v' , v'' и $p = f(T)$ связаны между собой определенной зависимостью, которая может быть использована или для определения какой-либо из этих величин по известным остальным, или для увязки их между собой. Указанная зависимость может быть получена следующим образом. Пусть имеется кипящая жидкость в состоянии, изображаемом точкой 1 (рис. I.23), которая при постоянном давлении (а следовательно, при постоянной температуре) превращается в сухой насыщенный пар — линия 1—2. Пар из состояния в точке 2 расширяется адиабатно так, что параметры его изменяются на бесконечно малые величины dp , dT и т. д. — линия 2—3. После этого пар сначала увлажняется при постоянных давлении и температуре — линия 3—4, а затем сжимается адиабатно до начального состояния — линия 4—1. В предположении обратимости процессов получается элементарный цикл Карно насыщенного пара.

Если пренебречь для элементарного цикла отклонением адиабат в p - v -диаграмме от вертикальных линий, то работа в этом цикле изобразится в определенном масштабе площадью прямоугольника и будет равна $(v'' - v') dp$. Подвод тепла в этом цикле происходит в процессе испарения 1—2. Для 1 кг испаряющейся жидкости количество подведенного тепла равно теплоте испарения r . Поэтому термический к. п. д. цикла

$$\eta_k = \frac{(v'' - v') dp}{r}.$$

С другой стороны, согласно уравнению (I.128),

$$\eta_k = \frac{T - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T}.$$

Из сопоставления последних уравнений имеем

$$\frac{(v'' - v') dp}{r} = \frac{dT}{T},$$

откуда

$$\frac{r}{v'' - v'} = T \frac{dp}{dT}. \quad (\text{I.161})$$

Полученное уравнение называется уравнением Клапейрона—Клаузиуса. Производная $\frac{dp}{dT}$ может определяться графически (рис. I.24). Она равна

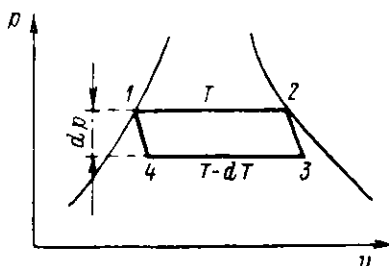


Рис. I.23. К выводу уравнения Клапейрона—Клаузиуса

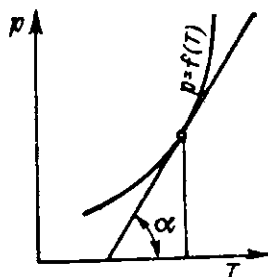


Рис. I.24. Графическое изображение производной $\frac{dp}{dT}$

тангенсу угла α , составляемого касательной к линии $p = f(T)$ с осью абсцисс. Касательная проводится в точке, отвечающей давлению, при котором рассматривается переход жидкости в пар. В приближенных вычислениях при наличии табличной зависимости p от T производную $\frac{dp}{dT}$ определяют по уравнению

$$\frac{dp}{dT} \approx \frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1},$$

где p_2 , p_1 и T_2 , T_1 — табличные значения давлений и температур вблизи рассматриваемых значений p и T .

§ 40. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара

Обширные экспериментальные и теоретические работы, проведенные в СССР, особенно в ВТИ им. Дзержинского и в МЭИ, послужили основой для создания отечественных таблиц свойств воды и водяного пара. В 1969 г. М. П. Вукаловичем, С. А. Ривкиным и А. Л. Александровым опубликованы таблицы * теплофизических свойств воды и водяного пара в двух системах

* Энтальпия в таблицах обозначена h .

единиц для давлений до 1000 бар и 1000 кгс/см² и температур до 800° С. Сокращенно эти таблицы приведены в приложении II.

Табл. 1 и 2 относятся к состоянию насыщения. В них для различных температур насыщения $t = t_n$ приведены давление, удельный объем, энтальпия и энтропия кипящей воды и сухого насыщенного водяного пара. Дана также теплота парообразования при соответствующих температурах.

Табл. 3 и 4 также относятся к состоянию насыщения с той лишь разницей, что в них указанные выше величины даны в зависимости от давления насыщения.

Табл. 5 и 6 относятся к воде и перегретому водяному пару. В них для различных давлений и температур даны удельный объем, энтальпия и энтропия некипящей воды и перегретого пара. При этом величины v , i , s для некипящей воды даны левее ступенчатой линии, а для перегретого пара — правее ее.

Таблиц влажного пара не существует; удельный объем, энтальпия и энтропия его находятся по уравнениям (I.153), (I.155) и (I.156) с использованием табл. 1—4 приложения II.

§ 41. Ts - и is -диаграммы водяного пара

Изобразим процессы парообразования в Ts -диаграмме. Как было указано, энтропия жидкости, имеющей температуру 0° С и давление насыщения, соответствующее этой температуре, принята равной нулю: $s'_0 = 0$. При изоэнтропном повышении давления жидкости от давления насыщения, соответствующего температуре 0° С до заданного давления, температура жидкости несколько повысится. Если пренебречь этим повышением температуры, то можно считать, что энтропия жидкости, имеющей температуру 0° С и любое заданное давление, равна нулю: $s_0 = 0$. Это означает, что исходное состояние процесса парообразования — состояние жидкости при температуре 0° С и заданном давлении — изобразится в Ts -диаграмме точкой 0 на оси ординат (рис. I.25).

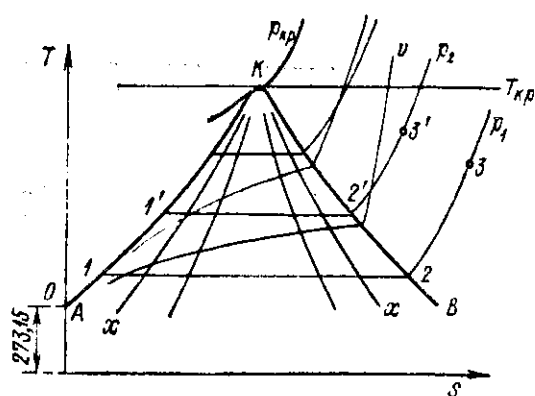


Рис. I.25. Процессы парообразования в Ts -диаграмме (Ts -диаграмма водяного пара)

несколько повысится. Если пренебречь этим повышением температуры, то можно считать, что энтропия жидкости, имеющей температуру 0° С и любое заданное давление, равна нулю: $s_0 = 0$. Это означает, что исходное состояние процесса парообразования — состояние жидкости при температуре 0° С и заданном давлении — изобразится в Ts -диаграмме точкой 0 на оси ординат (рис. I.25).

Состояние кипящей жидкости при давлении p_1 изобразится точкой 1, характеризующейся температурой кипения при рассматриваемом давлении и значением энтропии кипящей жидкости. Линия 0—1 представит собой процесс изобарного подогрева жидкости до кипения. Процесс испарения, протекающий при постоянных температуре и давлении, изобразится горизонтальной линией 1—2. Точка 2 — конец испарения — определяется значением энтропии сухого насыщенного пара. Процесс изобарного перегрева изобразится линией 2—3. Точка 3 определяется температурой T и энтропией перегретого пара в данном состоянии. Линия 0—1—2—3 представляет собой процесс изобарного получения перегретого пара с данной температурой из воды с температурой 0° С и давлением p_1 .

Если жидкость имеет температуру 0° С и давление p_2 — более высокое чем p_1 , то ее состояние изобразится, согласно изложенному, той же точкой 0. Состояние кипящей жидкости изобразится точкой 1', состояние сухого пара — точкой 2', а некоторое состояние перегретого пара — точкой 3'. Весь процесс изобарного получения перегретого пара из жидкости с темпе-

ратурой 0°C при давлении p_2 изобразится линией $0-1'-2'-3'$. Аналогично можно изобразить процессы получения пара при других давлениях.

Соединяя точки кипящей жидкости линией AK , а точки сухого насыщенного пара линией KB , получим пограничную кривую AKB . Точка K — критическая точка. Изобары подогрева жидкости до точки кипения совпадают с нижней пограничной кривой вплоть до высоких давлений, после чего линии расходятся. Там, где эти линии совпадают, точки на них изображают состояние кипящей и некипящей жидкости. Так, точка I изображает кипящую жидкость, если относится к изобаре p_1 , и некипящую жидкость, если относится к изобаре более высокого давления, например p_2 . Там, где эти линии не совпадают, состояния некипящей жидкости находятся на изобарах левее нижней пограничной кривой.

Проведя критическую изобару $p_{кр}$, можно в диаграмме различить следующие области: правее верхней пограничной кривой и отрезка изобары $p_{кр}$ — область перегретого пара; внутри пограничной кривой — область влажного пара; левее изобары $p_{кр}$ — область сверхкритического давления, подробно рассмотренная при изучении p - v -диаграммы водяного пара.

В области влажного пара в T - s -диаграмме наносят также линии, соединяющие точки с одинаковыми степенями сухости (линии x). Кроме того, на диаграмму наносятся линии одинаковых удельных объемов пара (изохоры v).

T - s -диаграмма, построенная в большом масштабе, играет важную роль при расчете водяных паров. Использование аналитических зависимостей для расчета оказывается более сложным. Кроме того, эти зависимости для паров оказываются часто и более приближенными ввиду возможности изменения агрегатного состояния вещества в процессе.

Еще большее значение и распространение для расчетных целей имеет i - s -диаграмма водяного пара. В этой диаграмме по оси абсцисс отложена энтропия, а по оси ординат — энтальпия (рис. 1.26). По точкам на основе табличных данных строится пограничная кривая AKB . Область внутри пограничной кривой относится к влажному пару, над верхней пограничной кривой до критической изобары $p_{кр}$ — к перегретому пару. В области влажного пара изобары и изотермы идут вместе, так как в этой области определенному давлению пара соответствует определенная температура. Они представляют собой прямые линии, наклоненные под определенными углами к оси абсцисс. В области перегретого пара изобары идут вверх, а изотермы — вправо. В этой диаграмме также наносятся линии состояний пара с одинаковыми степенями сухости и с одинаковыми удельными объемами (изохоры на рисунке не показаны). Такая диаграмма в системе единиц СИ дана в виде вкладыша.

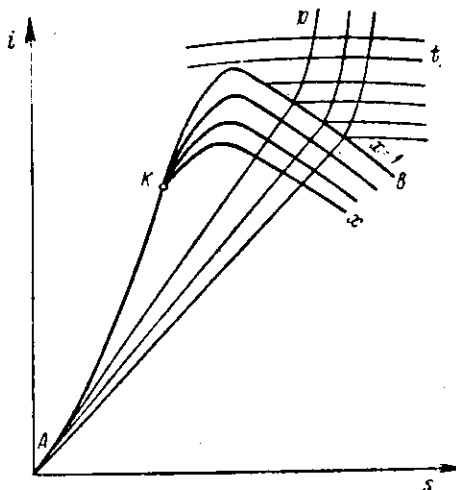


Рис. 1.26. i - s -диаграмма водяного пара

§ 42. Процессы изменения состояния водяного пара

Так же как и для идеального газа, искомыми величинами в процессах изменения состояния водяного пара являются неизвестные параметры и основные термодинамические величины: изменение внутренней энергии, работа, теплота и изменение энтропии.

Задачи, связанные с процессами изменения состояния водяного пара, могут быть решены графически с помощью Ts - и is -диаграмм или аналитически с применением таблиц пара. Графический способ оказывается более простым и достаточно точным. В этом случае в is - или Ts -диаграмме проводится линия процесса, определяются нужные параметры в начале и конце процесса. Имея эти данные, находят основные термодинамические величины, пользуясь соответствующими формулами, приводимыми ниже.

Внутренняя энергия, согласно уравнению (I.19), равна $u = i - pv$. Отсюда для любого процесса изменение внутренней энергии определяется по уравнениям:

$$\begin{aligned} u_2 - u_1 &= (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1); \\ u_2 - u_1 &= i_2 - i_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1); \end{aligned} \quad (\text{I.162})$$

в прежней системе единиц

$$u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - A (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (\text{I.163})$$

Теплота, участвующая в процессах, определяется следующими формулами:

1) в изобарном процессе $q_{1-2} = i_2 - i_1$;

2) в изохорном процессе, согласно уравнению первого закона термодинамики, $q_{1-2} = u_2 - u_1$; так как в данном процессе $v_2 = v_1 = v$, то

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 - v (p_2 - p_1);$$

3) в изотермическом процессе на основании уравнения второго закона термодинамики имеем

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{q_{1-2}}{T},$$

отсюда

$$q_{1-2} = T (s_2 - s_1);$$

4) в адиабатном процессе $q_{1-2} = 0$.

Работа определяется следующими формулами:

1) в изобарном процессе $l_{1-2} = p (v_2 - v_1)$;

2) в изохорном процессе $l_{1-2} = 0$;

3) в изотермическом процессе, согласно уравнению первого закона термодинамики:

$$l_{1-2} = q_{1-2} - (u_2 - u_1); \quad l_{1-2} = \frac{q_{1-2} - (u_2 - u_1)}{A};$$

4) в адиабатном процессе:

$$l_{1-2} = - (u_2 - u_1); \quad l_{1-2} = - \frac{u_2 - u_1}{A}.$$

Изменение энтропии в процессах можно определять непосредственно из диаграмм.

Иногда адиабатный процесс водяного пара рассчитывают по уравнению $pv^k = \text{const}$, где k — показатель адиабаты. Обычно для перегретого пара принимают $k = 1,3$, для сухого насыщенного пара $k = 1,135$. При таком расчете работа вычисляется по формуле (I.104), а изменение внутренней энергии — по формуле (I.101). В адиабатном процессе пар может изменить свое агрегатное состояние, например перейти из перегретого состояния в состояние сухого пара. Это влечет за собой изменение величины k , что должно быть учтено. Ввиду сложности расчета часто изменение k не учитывают, но тогда весь расчет оказывается приближенным.

Следует остановиться также на политропном процессе, под которым понимают процесс, приближенно подчиняющийся уравнению $pv^n = \text{const}$,

где n — постоянное число, представляющее среднее значение показателя политропы за весь процесс. Пользуясь соотношением (I.114), можно определить для политропного процесса неизвестные параметры при известном n или n при известных параметрах. Изменение внутренней энергии определяется по формуле (I.62), работа — по формуле (I.118), а тепло — по уравнению первого закона (I.14).

Пример 1. Сухой насыщенный пар и кипящая вода имеют температуру 140°C . Определить, пользуясь таблицами пара, их давление, удельный объем, энтальпию, энтропию, внутреннюю энергию. Определить также теплоту парообразования при этой температуре.

По табл. 1 приложения II находим требуемые величины:

$$\begin{aligned} p &= 3,6136 \text{ бар}; \quad v'' = 0,50875 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v' = 0,0010801 \text{ м}^3/\text{кг}; \\ i'' &= 2734 \text{ кДж/кг}; \quad i' = 589,1 \text{ кДж/кг}; \quad s'' = 6,9307 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}; \\ s' &= 1,7390 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}; \quad u'' = i'' - pv'' = 2734,0 - \\ &\quad - \frac{1}{1000} 3,6136 \cdot 10^5 \cdot 0,50875 = 2550,1 \text{ кДж/кг}; \\ u' &= i' - pv' = 589,1 - \frac{1}{1000} 3,6136 \cdot 10^5 \cdot 0,0010801 = 588,7 \text{ кДж/кг}; \\ r &= 2144,9 \text{ кДж/кг}. \end{aligned}$$

По табл. 2 приложения II находим требуемые величины в прежней системе единиц:

$$\begin{aligned} p &= 3,6848 \text{ кгс/см}^2; \quad v'' = 0,50875 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v' = 0,0010801 \text{ м}^3/\text{кг}; \\ i'' &= 653,0 \text{ ккал/кг}; \quad i' = 140,7 \text{ ккал/кг}; \quad s'' = 1,6554 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{K)}; \\ s' &= 0,4154 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{K)}; \quad u'' = i'' - p v'' = 653,0 - \\ &\quad - \frac{3,6848}{427} 0,50875 \cdot 10^4 = 609,3 \text{ ккал/кг}; \quad u' = 140,7 - \\ &\quad - \frac{3,685}{427} 0,0010801 \cdot 10^4 = 140,6 \text{ ккал/кг}; \quad r = 512,3 \text{ ккал/кг}. \end{aligned}$$

Пример 2. Влажный пар при абсолютном давлении 8 кгс/см^2 обладает степенью сухости $0,9$. Определить, пользуясь таблицами, его температуру t_x , удельный объем v_x , плотность ρ_x , энтальпию i_x , энтропию s_x , внутреннюю энергию u_x .

Пользуясь табл. 4 приложения II, находим:

$$\begin{aligned} t_x &= 169,61^\circ\text{C}; \quad v_x = v''x + v' (1 - x) = 0,24479 \cdot 0,9 + 0,0011140 (1 - 0,9) = \\ &= 0,22042 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad \rho_x = \frac{1}{0,22042} = 4,52 \text{ кг/м}^3; \\ i_x &= i' + r x = 171,3 + 489,7 \cdot 0,9 = 612,2 \text{ ккал/кг}; \\ s_x &= s' + \frac{r}{T_x} x = 0,4867 + \frac{489,7}{442,76} 0,9 = 1,4823 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{K)}; \\ u_x &= i_x - p v_x = 612,2 - \frac{1}{427} 8 \cdot 10^4 \cdot 0,22042 = 570,9 \text{ ккал/кг}. \end{aligned}$$

Пример 3. Некипящая вода при температуре 120°C находится под абсолютным давлением 20 бар . Определить, пользуясь таблицами пара, ее удельный объем v , плотность ρ , энтальпию i , энтропию s и внутреннюю энергию u .

По табл. 5 приложения II находим:

$$\begin{aligned} v &= 0,0010596 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad \rho = \frac{1}{v} = 943,4 \text{ кг/м}^3; \\ i &= 505,0 \text{ кДж/кг}; \quad s = 1,5260 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}; \quad u = i - p v = \\ &= 504,7 - 0,001 \cdot 20 \cdot 10^6 \cdot 0,0010596 = 502,6 \text{ кДж/кг}. \end{aligned}$$

Пример 4. Пар при абсолютном давлении 30 бар имеет температуру 330°C . Определить, пользуясь таблицами, состояние пара, величину перегрева, удельный объем v , плотность ρ , энтальпию i , энтропию s , внутреннюю энергию u .

При абсолютном давлении 30 бар сухой насыщенный пар имеет температуру $t_n = 233,84^\circ\text{C}$ (табл. 3 приложения II). Следовательно, пар заданных параметров является перегретым.

Величина перегрева составляет $330 - 233,84 = 96,16^\circ \text{C}$. По табл. 5 приложения II находим остальные требуемые величины:

$$v = 0,08687 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad \rho = \frac{1}{v} = 11,1 \text{ кг/м}^3; \quad i = 3068,2 \text{ кДж/кг};$$

$$s = 6,6667 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}; \quad u = i - pv = 3068,2 - 0,001 \cdot 30 \cdot 10^5 \cdot 0,08687 = 2798,2 \text{ кДж/кг}.$$

Пример 5. Пар при абсолютном давлении 10 кгс/см^2 имеет температуру 360°C . Определить, пользуясь таблицами пара, его удельный объем v , плотность ρ , энтальпию i , энтропию s и внутреннюю энергию u .

По табл. 6 приложения II находим:

$$v = 0,2931 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad \rho = \frac{1}{0,2931} = 3,42 \text{ кг/м}^3; \quad i = 759,4 \text{ ккал/кг};$$

$$s = 1,7543 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{К)}; \quad u = 758,9 - \frac{1}{427} 10^4 \cdot 0,2929 = 690,4 \text{ ккал/кг}.$$

Пример 6. Пользуясь уравнением Клапейрона—Клаузиуса определить теплоту испарения воды при температуре 150°C .

Из уравнения (1.161) имеем

$$r = T(v'' - v') \frac{dp}{dT}.$$

Пользуясь таблицами насыщенного пара, находим:

$$\frac{dp}{dT} \approx \frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1} = \frac{4,8887 - 4,7597}{424,15 - 423,15} = 0,129 \text{ бар/К};$$

$$v' = 0,0010908 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v'' = 0,39261 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Следовательно,

$$r = 0,001 \cdot 423,15 (0,39261 - 0,0010908 \cdot 0,129 \cdot 10^5) = 2140 \text{ кДж/кг}.$$

По табличным данным $r = 2114,1 \text{ кДж/кг}$. Отклонение рассчитанного значения r от табличного составляет для данного примера $1,3\%$.

Пример 7. Влажный пар в количестве 1 кг , имеющий абсолютное давление 10 бар и степень сухости $0,85$, при постоянном давлении перегревается до температуры 300°C . Опре-

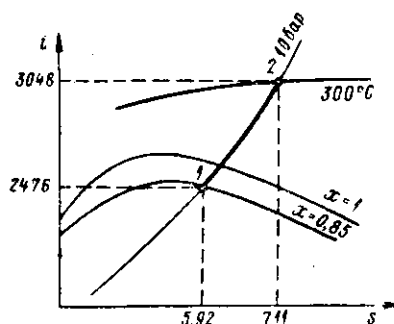


Рис. 1.27. Определение параметров водяного пара в изобарном процессе по i - s -диаграмме

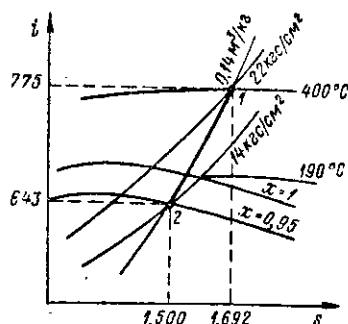


Рис. 1.28. Определение параметров водяного пара в изохорном процессе по i - s -диаграмме

делить работу, количество подведенного тепла, изменение внутренней энергии и изменение энтропии в этом процессе.

Решение задачи с помощью i - s -диаграммы является наиболее быстрым и в то же время достаточно точным, поэтому как рассматриваемая, так и все последующие задачи этой главы решаются с помощью i - s -диаграммы. Приводимые здесь рисунки представляют собой соответствующие участки этой диаграммы.

По заданным параметрам находим в i - s -диаграмме точку 1, изображающую начальное состояние пара (рис. 1.27). Затем, проводя вдоль изобары 10 бар линию процесса, находим в точке пересечения ее с изотермой 300°C точку 2, характеризующую конечное состояние пара. Беря все параметры точек 1 и 2 из диаграммы, находим затем работу:

$$l_{1-2} = p(v_2 - v_1) = 10 \cdot 10^5 (0,255 - 0,165) = 90000 \text{ Дж} = 90 \text{ кДж};$$

$$i_{1-2} = 10 \cdot 1,02 \cdot 10^4 (0,255 - 0,165) = 9180 \text{ кгс} \cdot \text{м}.$$

Количество подведенного тепла:

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 = 7048 - 2476 = 572 \text{ кДж}; \quad q_{1-2} = 137 \text{ ккал.}$$

Изменение внутренней энергии:

$$u_2 - u_1 = q_{1-2} - l_{1-2} = 572 - 90 = 482,0 \text{ кДж};$$

$$u_2 - u_1 = q_{1-2} - A l_{1-2} = 137 - \frac{1}{427} 9180 = 115,6 \text{ ккал.}$$

Изменение энтропии (непосредственно из диаграммы):

$$s_2 - s_1 = 7,11 - 5,92 = 1,19 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)};$$

$$s_2 - s_1 = 1,70 - 1,41 = 0,29 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Пример 8. Перегретый пар с абсолютным давлением 22 кгс/см² и температурой 400°С при постоянном объеме, равном 1 м³, увлажняется до степени сухости 0,95. Определить количество отведенного тепла, изменение внутренней энергии и изменение энтропии в процессе, а также температуру пара в конце процесса.

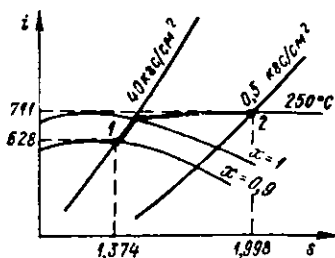


Рис. 1.29. Определение параметров водяного пара в изотермическом процессе по i - s -диаграмме

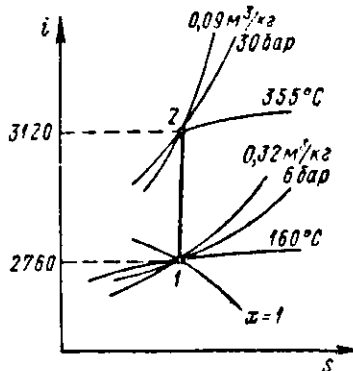


Рис. 1.30. Определение параметров водяного пара в адиабатном процессе по i - s -диаграмме

Определив по заданным параметрам точку 1 начала процесса, находим на пересечении изохоры, проходящей через эту точку, с линией $x = 0,95$ точку 2 конца процесса (рис. 1.28). Берем по диаграмме в конечных точках процесса необходимые данные и вычисляем массу 1 м³ пара:

$$M = \frac{V}{v} = \frac{1}{0,14} = 7,14 \text{ кг.}$$

Количество отведенного тепла, равное в этом процессе изменению внутренней энергии, находится по формуле

$$\begin{aligned} Q_{1-2} &= M [i_2 - i_1 - A v (p_2 - p_1)] = \\ &= 7,14 \left[643 - 775 - \frac{0,14}{427} (14 - 22) 10^4 \right] = -800,0 \text{ ккал} = -3340 \text{ кДж.} \end{aligned}$$

Изменение энтропии в процессе и температура пара в конце процесса непосредственно из диаграммы равны:

$$S_2 - S_1 = 7,14 (1,500 - 1,692) = -1,38 \text{ ккал/К};$$

$$S_2 - S_1 = -5,78 \text{ кДж/К}; \quad t_2 = 193^\circ \text{С.}$$

Пример 9. Влажный пар в количестве 5 кг, имеющий температуру 250°С и степень сухости 0,9, при постоянной температуре расширяется до абсолютного давления 0,5 кгс/см². Определить количество подведенного тепла, изменение внутренней энергии, работу и изменение энтропии в процессе.

В i - s -диаграмме на пересечении линии $x = 0,9$ с изотермой 250°С (начиная с линии $x = 1$, в области влажного пара эта изотерма совпадает с изобарой 40 кгс/см²) находим начальную точку процесса 1. Конец процесса находится в точке 2, представляющей пересечение изотермы 250°С с изобарой 0,5 кгс/см² (рис. 1.29). Определив в этих точках по диаграмме необходимые величины, найдем затем:

количество подведенного тепла

$$Q_{1-2} = M T (s_2 - s_1) = 5 \cdot 523,15 (1,998 - 1,374) = 1630 \text{ ккал} = 6810 \text{ кДж};$$

изменение внутренней энергии

$$U_2 - U_1 = M [i_2 - i_1 - A (p_2 v_2 - p_1 v_1)] = \\ = 5 \left[711 - 628 - \frac{10^4}{427} (0,5 \cdot 4,9 - 40 \cdot 0,045) \right] = 338,5 \text{ ккал} = 1420 \text{ кДж};$$

работа

$$L_{1-2} = \frac{Q_{1-2} - (U_2 - U_1)}{A} = (1630 - 338,5) / 427 = 552,324 \text{ кгс} \cdot \text{м} = 5420 \text{ кДж};$$

изменение энтропии

$$S_2 - S_1 = M (s_2 - s_1) = 5 (1,997 - 1,374) = 3,12 \text{ ккал/К} = 13,1 \text{ кДж/К}.$$

Пример 10. Сухой насыщенный пар в количестве 1 кг с начальной температурой 160° С сжимается в адиабатном процессе до давления 30 бар. Определить изменение внутренней энергии и работу в процессе, а также температуру пара в конце сжатия.

На пересечении изотермы 160° С с пограничной кривой $x = 1$ находим в is -диаграмме начальную точку процесса 1 (рис. I.30).

В обратимом адиабатном процессе энтропия не изменяется. Поэтому, проведя вертикаль до пересечения с изобарой 30 бар, находим конечную точку процесса 2. Определив в точках 2 и 1 необходимые параметры, вычисляем затем изменение внутренней энергии и работу в процессе:

$$u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1) = 3120 - 2760 - (30 \cdot 10^5 \cdot 0,09 - \\ - 6 \cdot 10^5 \cdot 0,32) \cdot 10^{-3} = 282 \text{ кДж}; \quad l_{1-2} = -(u_2 - u_1) = -282 \text{ кДж}.$$

Температура в конце сжатия по диаграмме равна $t_2 = 355^\circ \text{С}$.

Г Л А В А 8

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

§ 43. Основные характеристики влажного воздуха

Смесь сухого воздуха с водяным паром называется влажным воздухом. С влажным воздухом имеют дело при сушке материалов, в вентиляционных установках, а также в теплотехнике и хладотехнике, где он используется главным образом в качестве охлаждающей среды.

К влажному воздуху с достаточной степенью точности может быть отнесено все касающееся смесей идеальных газов, так как водяной пар находится в воздухе по большей части в перегретом состоянии при незначительном давлении и поэтому близок по свойствам к идеальным газам.

Пар во влажном воздухе может находиться главным образом в двух состояниях: а) в перегретом состоянии, т. е. при данной температуре влажного воздуха (эта температура есть одновременно температура пара в воздухе) парциальное давление p_n пара ниже давления насыщения p_n , соответствующего этой температуре; в этом случае воздух не насыщен влагой и его называют *н е н а с ы щ е н н ы м*; б) в состоянии сухого насыщения, т. е. при данной температуре влажного воздуха парциальное давление пара равно давлению насыщения, соответствующему этой температуре; в этом случае воздух насыщен влагой и его называют *н а с ы щ е н н ы м*.

Если ненасыщенный воздух охлаждать при постоянном давлении (при этом будут оставаться постоянными парциальные давления воздуха и пара), то наступит такая температура, при которой пар в воздухе окажется в насыщенном состоянии. Эта температура влажного воздуха называется *т о ч к о й р о с ы*. При охлаждении воздуха ниже точки росы пар в нем начинает конденсироваться (появляется туман) и воздух становится пересыщенным.

Точка росы может быть определена гигрометром. Более точно она определяется как температура насыщения при парциальном давлении пара p_n , которое находится посредством психометра.

Основными характеристиками влажного воздуха являются: абсолютная и относительная влажность, плотность, средняя молекулярная масса, газовая постоянная, влагосодержание, энтальпия.

Абсолютная влажность — это масса пара в 1 м³ влажного воздуха при температуре воздуха (а значит, и пара). Так как пар распространяется по всему объему воздуха и имеет определенное парциальное давление при данной температуре, то абсолютная влажность равна плотности пара при его парциальном давлении и температуре воздуха. Поэтому абсолютная влажность ненасыщенного воздуха может быть обозначена ρ_n . Абсолютная влажность насыщенного воздуха, равная плотности насыщенного пара при температуре воздуха, есть ρ'' или ρ_n .

Относительная влажность воздуха представляет собой отношение абсолютной влажности ненасыщенного воздуха к абсолютной влажности насыщенного воздуха при той же температуре:

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho''} = \frac{\rho_n}{\rho_n}. \quad (1.164)$$

Ввиду того что плотность перегретого пара меньше плотности сухого насыщенного пара при той же температуре, для ненасыщенного воздуха $\varphi < 1$. Для насыщенного воздуха $\varphi = 1$.

Считая, что водяной пар в воздухе подчиняется уравнению состояния идеальных газов, можно для перегретого состояния его написать $p_n v_n = R_n T$. Для сухого насыщенного пара при той же температуре $p'' v'' = R_n T$. Из сопоставления этих уравнений имеем

$$\frac{p_n}{\rho_n} = \frac{v''}{v_n} = \frac{\rho_n}{\rho''},$$

следовательно,

$$\varphi = \frac{p_n}{p''}. \quad (1.165)$$

Определив с помощью психрометра и таблиц пара p_n , p'' и ρ'' при данной температуре воздуха, можно по уравнениям (1.165) и (1.164) найти относительную φ и абсолютную ρ_n влажность воздуха.

Плотность влажного воздуха ρ складывается из плотностей сухого воздуха ρ_s и пара ρ_n или ρ'' , т. е.

$$\rho = \rho_s + \rho_n; \quad \rho = \rho_s + \rho''.$$

При известных значениях температуры воздуха и парциального давления пара p_n определяется по таблицам перегретого водяного пара, а ρ'' — по таблицам насыщенного пара. Если при этом известно давление влажного воздуха, то парциальное давление сухого воздуха p_s также известно, и тогда плотность сухого воздуха определяется или по таблицам для воздуха, или по уравнению состояния идеального газа.

Если известны температура, давление и относительная влажность воздуха, то плотность влажного воздуха может быть определена следующим образом. Плотность сухого воздуха:

$$\rho_s = \frac{p_s}{R_s T}; \quad \rho_s = \frac{p - p_n}{R_s T}; \quad \rho_s = \frac{p - \varphi p''}{R_s T}.$$

Плотность пара

$$\rho_n = \varphi \rho''.$$

Следовательно, плотность влажного воздуха

$$\rho = \frac{p - \varphi p''}{R_s T} + \varphi \rho''. \quad (1.166)$$

Если, согласно прежней системе единиц, p и p_n измерены в мм рт. ст., тогда удельный вес влажного воздуха γ , численно равный плотности ρ , может быть определен по формуле

$$\gamma = \frac{10333 (p - \varphi p_n)}{29,27 \cdot 760 T} + \varphi \gamma'' = 0,465 \frac{p - \varphi p_n}{T} + \varphi \gamma'', \quad (1.167)$$

где γ'' — удельный вес сухого насыщенного пара, определяющийся по таблицам пара, при температуре влажного воздуха.

Средняя (кажущаяся) молекулярная масса влажного воздуха μ может быть определена, как для смеси идеальных газов, по уравнению (I.64), т. е.

$$\mu = r_n \mu_n + r_s \mu_s.$$

Но, согласно уравнению (I.70),

$$r_n = \frac{p_n}{p}; \quad r_s = \frac{p - p_n}{p}.$$

Поэтому

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{p_n}{p} \mu_n + \frac{p - p_n}{p} \mu_s = 18,016 \frac{p_n}{p} + 28,95 \frac{p - p_n}{p} = 28,95 - 10,93 \frac{p_n}{p}; \\ \mu &= 28,95 - 10,93 \frac{\varphi p_n}{p}. \end{aligned} \quad (I.168)$$

Газовая постоянная влажного воздуха R может быть определена по формуле (I.6):

$$R = \frac{8314}{28,95 - 10,93 \frac{\varphi p_n}{p}}; \quad R = \frac{287,18}{1 - 0,377 \frac{\varphi p_n}{p}} \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}; \quad (I.169)$$

$$R = \frac{848}{28,95 - 10,93 \frac{\varphi p_n}{p}}; \quad R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \frac{\varphi p_n}{p}} \text{ кгс} \cdot \text{м/(кгс} \cdot \text{К)}. \quad (I.170)$$

В сушильных процессах количество сухого воздуха во влажном остается неизменным. Изменяется лишь количество пара вследствие испарения влаги высушиваемого материала. Поэтому удобно относить расчеты к 1 кг сухого воздуха. Вследствие этого устанавливаемые ниже понятия влагосодержания и энтальпии влажного воздуха относятся к 1 кг сухого воздуха.

Влагосодержание d представляет собой количество влаги (пара), приходящейся на 1 кг сухого воздуха, или количество влаги, содержащейся в $1 + d$ кг влажного воздуха. Если M_n — масса пара, а M_s — масса сухого воздуха во влажном воздухе, то

$$d = \frac{M_n}{M_s} = \frac{\rho_n}{\rho_s}.$$

Для пара и сухого воздуха как составных частей влажного воздуха можно соответственно написать:

$$p_n V = M_n R_n T; \quad p_s V = M_s R_s T,$$

где V и T — объем и температура влажного воздуха.

Следовательно,

$$d = \frac{M_n}{M_s} = \frac{p_n V R_s T}{p_s V R_n T} = \frac{R_s}{R_n} \cdot \frac{p_n}{p_s} = \frac{8314 \cdot 18,016}{28,95 \cdot 8314} \cdot \frac{p_n}{p_s},$$

т. е.

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p_s}. \quad (I.171)$$

Если p — давление влажного воздуха, то

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n}.$$

Энтальпия влажного воздуха I , отнесенная к 1 кг сухого воздуха, т. е. к $1 + d$ кг влажного воздуха, определяется как сумма энтальпий сухого воздуха и пара:

$$I = i_s + d i_n. \quad (I.172)$$

Здесь i_n — энтальпия пара, определяемая по таблицам пара; i_a — энтальпия воздуха, которая при отсчете от 0°C определяется по формуле $i_a = c_{pm}t$, где c_{pm} — средняя массовая изобарная теплоемкость воздуха в интервале температур от 0°C до данной температуры t . Для небольших интервалов температур (до 100°C) можно считать $c_{pm} = 1,014 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)} = 0,242 \text{ ккал/(кгс}\cdot^\circ\text{C)}$.

§ 44. I - d -диаграмма влажного воздуха

Решение задач, связанных с влажным воздухом, с помощью приведенных выше формул требует большой расчетной работы. Эта работа становится еще более сложной, когда влажный воздух рассматривается как реальный газ. Для упрощения расчетов часто пользуются таблицами. Проще всего определять параметры влажного воздуха и исследовать процессы, особенно связанные с сушкой, с помощью диаграмм. Наиболее распространенной является I - d -диаграмма, предложенная

Л. К. Рамзиным.

В этой диаграмме по оси абсцисс откладывается влагосодержание d в г на 1 кг сухого воздуха, а по оси ординат — энтальпия I (рис. 1.31). Для большего удобства координатные оси проведены под углом 135° . Поскольку часть диаграммы ниже горизонтали, проведенной через начало координат, практического интереса не представляет, то деления с наклонной оси абсцисс сносят на указанную горизонталь. На диаграмме наносится ряд линий $I = \text{const}$, представляющих собой прямые, наклоненные под углом 45° к оси абсцисс. Проводятся также линии $t = \text{const}$, тоже являющиеся почти прямыми, и линии $\varphi = \text{const}$. Кроме того, часто проводится линия p_n , дающая возможность определить парциальные давления водяного пара в воздухе при различных состояниях последнего. I - d -диаграмма строится для определенного давления влажного воздуха, однако она может быть использована и при небольших отклонениях от этого значения.

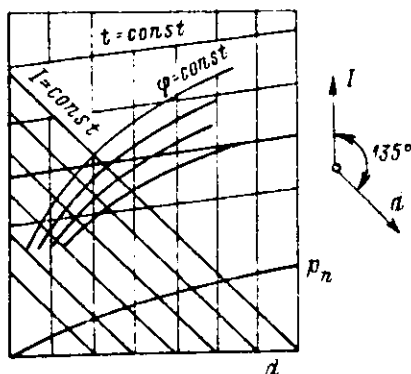


Рис. 1.31. I - d -диаграмма влажного воздуха

При пользовании таблицами или диаграммами для решения задач, связанных с сушкой материалов, следует иметь в виду, что процесс сушки распадается на две части. Сначала влажный воздух проходит калорифер (теплообменник), где за счет подогрева растет его температура, но влагосодержание остается неизменным. Эта часть процесса сушки изображается в I - d -диаграмме вертикальной линией ($d = \text{const}$). После калорифера горячий влажный воздух подводится к высушиваемому материалу, и происходит испарение влаги материала. Этот процесс идет при постоянной энтальпии (если считать энтальпию влаги равной нулю), так как уменьшение энтальпии воздуха точно равно увеличению энтальпии влаги в процессе ее испарения, и изображается в диаграмме отрезком, идущим по линии $I = \text{const}$.

Пример 1. Парциальное давление пара во влажном воздухе $p_n = 0,1$ бар. Температура и давление влажного воздуха $t = 70^\circ\text{C}$ и $p = 1,0$ бар. Определить состояние пара и влажного воздуха, температуру точки росы, парциальное давление сухого воздуха, абсолютную и относительную влажность воздуха. Определить также плотность, среднюю молекулярную массу, газовую постоянную, влагосодержание и энтальпию влажного воздуха.

Температура насыщенного водяного пара при давлении $p_n = 0,1$ бар по табл. 4 приложения II составляет $45,83^\circ\text{C}$. Пар во влажном воздухе, имея температуру воздуха, является поэтому перегретым (величина перегрева $70 - 45,83 = 24,17^\circ\text{C}$), а влажный воздух — ненасыщенным.

Пар в воздухе окажется в насыщенном состоянии, когда температура воздуха станет равной $45,83^\circ\text{C}$. Поэтому температура точки росы $t_p = 45,83^\circ\text{C}$.

Парциальное давление сухого воздуха

$$p_s = p - p_n = 1 - 0,1 = 0,9 \text{ бар.}$$

По табл. 5 приложения II находим при давлении 0,1 бар и температуре 70° С удельный объем перегретого пара $v_n = 15,80 \text{ м}^3/\text{кг}$. Следовательно, его плотность, т. е. абсолютная влажность ненасыщенного воздуха,

$$\rho_n = \frac{1}{15,80} = 0,0632 \text{ кг/м}^3.$$

Плотность насыщенного пара при температуре 70° С, т. е. абсолютная влажность насыщенного воздуха с температурой 70° С, равна (см. табл. I приложения II)

$$\rho^* = \frac{1}{v^*} = \frac{1}{5,0479} = 0,1982 \text{ кг/м}^3.$$

Поэтому относительная влажность воздуха

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho^*} = \frac{0,0632}{0,1982} = 0,319 = 31,9\%.$$

Плотность влажного воздуха

$$\rho = \rho_s + \rho_n = \frac{p_s}{R_s T} + \rho_n = \frac{0,9 \cdot 10^5}{287 \cdot 343,15} + 0,0632 = 0,977 \text{ кг/м}^3.$$

Средняя молекулярная масса влажного воздуха

$$\mu = 28,95 - 10,93 \frac{p_n}{p} = 28,95 - 10,93 \frac{0,1}{1} = 27,86.$$

Газовая постоянная влажного воздуха

$$R = \frac{8314}{\mu} = \frac{8314}{27,86} = 298,4 \text{ Дж/((кг} \cdot \text{К))}.$$

Влагосодержание влажного воздуха

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p_s} = 0,622 \frac{0,1}{0,9} = 0,07 \text{ кг/кг сух. возд.}$$

Ввиду невысокой температуры для сухого воздуха можно принять $c_{pm} = 1,012 \text{ кДж/кг}$. Тогда энтальпия сухого воздуха

$$i_s = c_{pm} t = 1,012 \cdot 70 = 70,84 \text{ кДж/кг.}$$

Энтальпия перегретого водяного пара при давлении 0,1 бар и температуре 70° С равна $i_n = 2630,3 \text{ кДж/кг}$. Энтальпия влажного воздуха

$$I = i_s + d i_n = 70,84 + 0,07 \cdot 2630,3 = 254,94 \text{ кДж/кг сух. возд.}$$

Пример 2. Температура влажного воздуха равна 50° С при давлении 720 мм рт. ст. Температура точки росы равна 20° С. Определить парциальные давления пара и сухого воздуха, относительную влажность, плотность (удельный вес), влагосодержание и энтальпию влажного воздуха.

При температуре 20° С абсолютное давление насыщения водяного пара равно 0,0238 кгс/см². Это давление является парциальным давлением p_n водяного пара в воздухе. Парциальное давление воздуха

$$p_s = p - p_n = \frac{720}{735,6} - 0,0238 = 0,9562 \text{ кгс/см}^2.$$

При температуре влажного воздуха 50° С давление насыщенного пара (см. табл. 2 приложения II) $p_n = 0,1258 \text{ кгс/см}^2$. Поэтому относительная влажность воздуха

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n} = \frac{0,0238}{0,1258} = 0,19 = 19\%.$$

Плотность насыщенного пара при температуре 50° С равна $\rho^* = \frac{1}{12,048} = 0,083 \text{ кг/м}^3$, поэтому плотность влажного воздуха

$$\begin{aligned} \rho &= 0,465 \frac{p - \varphi p_n}{T} + \varphi \rho^* = 0,465 \frac{p_s}{T} + \varphi \rho^* = \\ &= 0,465 \frac{0,9562 \cdot 735,6}{323,15} + 0,19 \cdot 0,083 = 1,031 \text{ кг/м}^3. \end{aligned}$$

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p_s} = 0,622 \frac{0,0238}{0,9562} = 0,0155 \text{ кг/кг.}$$

Ввиду невысокой температуры для сухого воздуха можно принять $c_{pm} = 0,242 \text{ ккал/(кг} \cdot ^\circ\text{С)}$. Тогда энтальпия сухого воздуха

$$i_s = c_{pm} t = 0,242 \cdot 50 = 12,10 \text{ ккал/кгс.}$$

Энтальпия перегретого водяного пара при температуре 50°С и давлении $0,0238 \text{ кгс/см}^2$ равна $i_n = 619,45 \text{ ккал/кг}$. Энтальпия влажного воздуха

$$I = i_s + d i_n = 12,10 + 0,0155 \cdot 619,45 = 21,7 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 3. С помощью I/d -диаграммы определить энтальпию и влагосодержание влажного воздуха с относительной влажностью 70% при температуре 50°С . Определить также парциальное давление пара и точку росы.

По температуре и относительной влажности определяем в диаграмме точку I , изображающую заданное состояние влажного воздуха (рис. 1.32). Проведя через эту

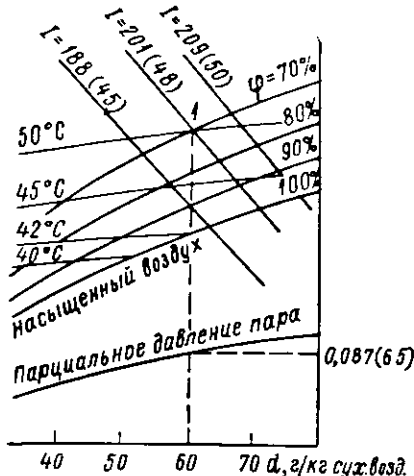


Рис. 1.32. Определение основных характеристик влажного воздуха с помощью I/d -диаграммы

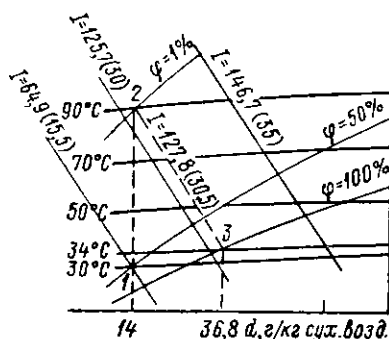


Рис. 1.33. Пример расчета процесса сушки с помощью I/d -диаграммы

точку линию, параллельную линиям $I = \text{const}$, находим энтальпию $I = 201 \text{ кДж/кг сух. возд.}$ ($48 \text{ ккал/кг сух. возд.}$). Проведя из точки I вертикаль, получим на пересечении ее с осью абсцисс влагосодержание $d = 60 \text{ г/кг сух. возд.}$, на пересечении с линией парциального давления пара $p_n = 0,087 \text{ бар}$ (65 мм рт. ст.), на пересечении с линией $\varphi = 100\%$ — температуру точки росы $t_p = 42^\circ\text{С}$.

Пример 4. В сушильной установке используется влажный воздух с $\varphi = 50\%$ и $t_1 = 30^\circ\text{С}$. В калорифере растет температура воздуха до $t_2 = 90^\circ\text{С}$, а в сушильной камере — относительная влажность до 100% . Определить количество воздуха, необходимого для испарения 1 кг влаги, и количество тепла, затрачиваемого в установке на 1 кг испаряемой влаги.

По заданным параметрам находим в I/d -диаграмме точку I , характеризующую начальное состояние влажного воздуха (рис. 1.33). Так как процесс в калорифере идет при постоянном влагосодержании, то, проводя вертикаль через точку I , находим на пересечении ее с изотермой 90°С точку 2 , характеризующую состояние воздуха в конце процесса в калорифере. В сушильной камере относительная влажность воздуха растет при неизменной энтальпии до 100% . Поэтому, проводя через точку 2 линию $I = \text{const}$, получаем точку 3 , характеризующую состояние воздуха в конце процесса в сушильной камере.

Основные характеристики влажного воздуха в точках $1, 2$ и 3 : $\varphi_1 = 50\%$; $t_1 = 30^\circ\text{С}$; $d_1 = 14 \text{ г/кг сух. возд.}$; $I_1 = 64,9 \text{ кДж/кг сух. возд.}$ ($15,5 \text{ ккал/кг сух. возд.}$); $\varphi_2 = 1\%$; $t_2 = 90^\circ\text{С}$; $d_2 = d_1$; $I_2 = 127,8 \text{ кДж/кг сух. возд.}$ ($30,5 \text{ ккал/кг сух. возд.}$); $\varphi_3 = 100\%$; $t_3 = 34^\circ\text{С}$; $d_3 = 36,8 \text{ г/кг сух. возд.}$; $I_3 = I_2$.

Изменение влагосодержания в сушильной установке $d_3 - d_1 = 36,8 - 14,0 = 22,8 \text{ г/кг сух. возд.}$. Поэтому для испарения 1 кг влаги потребуется количество сухого воздуха $M_s = \frac{1000}{22,8} = 43,9 \text{ кг}$. Изменение энтальпии влажного воздуха в калорифере, равное количеству тепла, затрачиваемого в установке на 1 кг сухого воздуха, составляет

$$Q' = I_2 - I_1 = 127,8 - 64,9 = 62,8 \text{ кДж/кг сух. возд.}$$

Количество тепла, затрачиваемого в установке на 1 кг испаряемой влаги (на $43,9 \text{ кг}$ сухого воздуха), равно

$$Q = Q' M_s = 62,8 \cdot 43,9 = 2757 \text{ кДж} = 658 \text{ ккал.}$$

3-4-5

§ 45. Основные закономерности течения

Если при течении газа или пара техническая работа отсутствует, то по уравнению первого закона термодинамики (I.29) имеем:

$$d \frac{c^2}{2} = -v dp; \quad c dc = -v dp. \quad (I.173)$$

Отсюда видно, что при течении газа или пара по неподвижному каналу знаки изменения давления и изменения скорости противоположны. Следовательно, если при течении рабочего тела давление его уменьшается, то скорость растет, и наоборот.

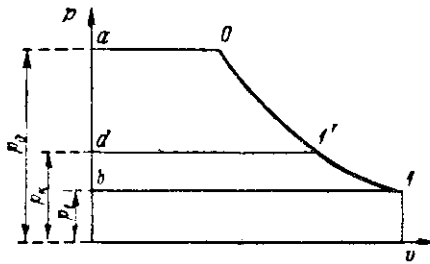


Рис. I.34. Графическое изображение располагаемой работы в p - v -диаграмме

Неподвижные каналы, в которых происходит уменьшение давления рабочего тела и рост скорости движения, называются соплами. Неподвижные расширяющиеся каналы, в которых уменьшается скорость движения рабочего тела и растет его давление, называются д и ф ф у з о р а м и.

Приращение кинетической энергии рабочего тела, получаемое за счет понижения его давления в соплах, может быть затем использовано для получения полезной работы. Это и имеет место в турбинах. Приращение кинетической энергии в обратимом процессе течения газа или пара в соплах называется располагаемой работой:

$$d \frac{c^2}{2} = -v dp; \quad \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = - \int_0^1 v dp. \quad (I.174)$$

Если процесс понижения давления газа или пара в соплах изобразить в p - v -диаграмме линией $0-1$ (рис. I.34), то можно видеть, что площадь $a-0-1-b$ равна $-\int_{p_0}^p v dp$. Следовательно, располагаемая работа в p - v -диаграмме в определенном масштабе изображается площадью, ограниченной линией процесса, крайними абсциссами и осью ординат.

Масса рабочего тела, протекающего в секунду через данное сечение канала, называется **с е к у н д н ы м м а с с о в ы м р а с х о д о м** или просто **секундным расходом** газа или пара и обозначается M .

Если F — площадь некоторого сечения канала, c и v — скорость и удельный объем потока в этом сечении, то

$$M = \frac{Fc}{v}. \quad (I.175)$$

Величина Fc представляет собой объем, который протекает в секунду через данное сечение канала, т. е. представляет собой **с е к у н д н ы й о б ъ е м н ы й р а с х о д** газа или пара.

При установившемся и неразрывном течении

$$M = \frac{Fc}{v} = \text{const.}$$

Лифференцируя это уравнение, написав его в виде $Mv = Fc$, получим $Mdv = Fdc + c dF$. Разделив последнее уравнение на предыдущее, получим

$$\frac{dv}{v} = \frac{dc}{c} + \frac{dF}{F}.$$

Рассматривая изоэнтропный (обратимый адиабатный) процесс течения, можем, согласно уравнению (I.94), написать

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp}.$$

Следовательно,

$$\frac{dF}{F} = -\frac{dc}{c} - \frac{dp}{kp}.$$

Но из уравнения (I.173) следует, что

$$dc = -\frac{v}{c} dp,$$

следовательно,

$$\frac{dF}{F} = \frac{v}{c^2} dp - \frac{1}{kp} dp,$$

или

$$\frac{dF}{F} = \frac{kpv - c^2}{kpc^2} dp.$$

Из курса физики, известно, что величина

$$a = \sqrt{kpv}$$

представляет собой скорость звука в том сечении канала, в котором параметры потока имеют значение p, v . Скорость a называется местной скоростью звука. Вместе с изменением параметров потока при течении по каналу изменяется и местная скорость звука вдоль канала.

Итак, имея в виду, что $kpv = a^2$ можно записать:

$$\frac{dF}{F} = \frac{a^2 - c^2}{kpc^2} dp; \quad (I.176)$$

$$\frac{dF}{F} = \frac{1}{kp} \left(\frac{1 - \frac{c^2}{a^2}}{\frac{c^2}{a^2}} \right) dp = \frac{1}{kp} \left(\frac{1}{M^{*2}} - 1 \right) dp.$$

Отношение $M^* = c/a$ называется числом Маха.

§ 46. Профиль сопел

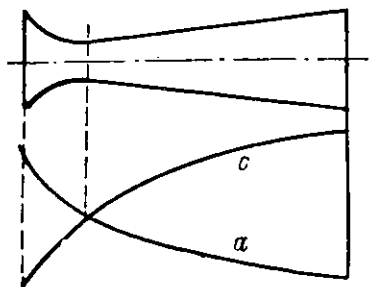
При течении по соплу давление газа или пара уменьшается ($dp < 0$), скорость растет ($dc > 0$). Местная скорость звука уменьшается по направлению течения. В отношении идеального газа в этом легко убедиться. В самом деле, $a = \sqrt{kpv} = \sqrt{kRT}$; но в изоэнтропном процессе течения температура газа T уменьшается, следовательно, уменьшается скорость a .

Применяя уравнение (I.176) к изоэнтропному течению газа или пара по соплу, можно установить: если $a^2 - c^2 > 0$, $c < a$, $M^* < 1$, то $dF < 0$; если $a^2 - c^2 < 0$, $c > a$, $M^* > 1$, то $dF > 0$, т. е. если скорость течения газа или пара меньше местной скорости звука, то сопло суживающееся, а если больше, то сопловой канал расширяющийся. Таким образом, если сопло суживается вдоль течения ($dF < 0$), то скорость текущего по каналу газа или пара в каждом его сечении меньше соответствующей местной скорости звука. Если же сопло расширяется вдоль течения ($dF > 0$), то скорость рабочего тела в каждом сечении канала больше соответствующей местной скорости звука.

Из изложенного ясно, что если скорость рабочего тела на входе в сопло меньше местной скорости звука ($M^* < 1$), а на выходе из сопла она должна быть больше скорости звука в выходном сечении ($M^* > 1$), то сопло должно

сначала суживаться, а затем расширяться, как это изображено на рис. 1.35. Такое сопло называется расширяющимся соплом или соплом Лавалля.

В суживающейся части этого сопла возрастающая скорость рабочего тела меньше убывающей местной скорости звука. В самом узком сечении сопла эти скорости становятся равными друг другу, и затем в расширяющейся части сопла скорость рабочего тела больше соответствующей местной скорости звука.



То обстоятельство, что в самом узком сечении сопла скорость рабочего тела и местная скорость звука одинаковы, может быть установлена и с помощью уравнения (1.176). В горле сопла $dF = 0$, следовательно, $a^2 - c^2 = 0$ и $a = c$.

Из вышеизложенного следует, что при течении газа или пара по суживающемуся соплу скорость потока в его выходном сечении может быть меньше или в предельном случае равна скорости звука в выходном сечении. Для получения скорости истечения, большей местной скорости звука, т. е. для получения сверхзвуковых скоростей, сопло должно быть расширяющимся (рис. 1.35).

§ 47. Скорость истечения и секундный расход газа или пара через сопла

Для изоэнтропного процесса понижения давления (расширения) в соплах $q_{0-1} = 0$, $l' = 0$ и из уравнения (1.25) следует, что

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = i_0 - i_1. \quad (1.177)$$

Отсюда скорость истечения рабочего тела через сопло

$$c_1 = \sqrt{2(i_0 - i_1) + c_0^2}. \quad (1.178)$$

Здесь i_0 и i_1 должны быть выражены в Дж/кг. Так как в таблицах и диаграммах обычно энтальпия дается в кДж/кг, целесообразно уравнение записать в виде

$$c_1 = \sqrt{2 \cdot 1000(i_0 - i_1) + c_0^2},$$

или

$$c_1 = 44,7 \sqrt{i_0 - i_1 + \frac{c_0^2}{2000}}, \quad (1.179)$$

где i_0 и i_1 — в кДж/кг.

Ввиду того что скорость c_0 на входе в сопло мала по сравнению со скоростью истечения c_1 , часто принимают $c_0 = 0$. Тогда скорость истечения, обозначаемая просто c , вычисляется по уравнению

$$c = 44,7 \sqrt{i_0 - i_1}. \quad (1.180)$$

В прежней системе единиц, используя уравнение (1.27), получим:

$$c_1 = \sqrt{\frac{2g}{A}(i_0 - i_1) + c_0^2} = \sqrt{8380(i_0 - i_1) + c_0^2};$$

$$c_1 = 91,5 \sqrt{i_0 - i_1 + \frac{c_0^2}{8380}}; \quad (1.181)$$

при $c_0 = 0$

$$c = 91,5 \sqrt{i_0 - i_1}. \quad (1.182)$$

Разность значений энтальпии в начале и конце изоэнтропного процесса расширения в сопле

$$h_{01} = i_0 - i_1,$$

согласно уравнениям (I.174) и (I.177), равна располагаемой работе между давлениями p_0 и p_1 и называется располагаемым перепадом энтальпий.

Для определения скорости истечения удобно пользоваться is -диаграммой. По заданным параметрам p_0 , t_0 в диаграмме наносится точка O , изображающая состояние рабочего тела при входе в сопло (рис. I.36). Процесс изоэнтропного расширения до давления p_1 на выходе из сопла изображается линией $O-I$. В точках O и I определяются значения энтальпии i_0 и i_1 , входящие в уравнения для скорости истечения. Следует обратить внимание на то, что p_1 — давление на выходе из сопла, а не давление среды, куда происходит истечение. Эти давления не всегда одинаковы, как будет показано ниже.

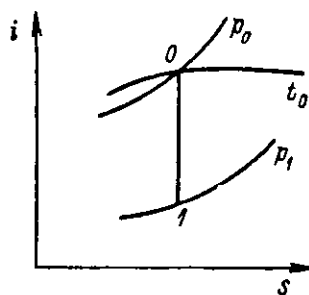


Рис. I.36. Определение скорости истечения с помощью is -диаграммы

Для скорости истечения идеального газа через сопла может быть выведена и другая формула, более удобная для расчета и необходимая для дальнейшего исследования истечения. При изоэнтропном течении идеального газа по соплу q_{0-1} , $l' = 0$ и, согласно уравнениям (I.101) и (I.104),

$$u_1 - u_0 = -l_{0-1} = \frac{p_0 v_0 - p_1 v_1}{k-1}.$$

Поэтому из уравнения (I.24) получаем

$$\begin{aligned} \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} &= \frac{p_0 v_0 - p_1 v_1}{k-1} + p_0 v_0 - p_1 v_1 = (p_0 v_0 - p_1 v_1) \left(\frac{1}{k-1} + 1 \right) = \\ &= \frac{k}{k-1} (p_0 v_0 - p_1 v_1) = \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left(1 - \frac{p_1 v_1}{p_0 v_0} \right). \end{aligned}$$

Но в изоэнтропном процессе

$$\frac{p_0}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_0} \right)^k; \quad \frac{v_1}{v_0} = \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{-\frac{1}{k}}. \quad (a)$$

Поэтому

$$\frac{c_1^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} = \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{1-\frac{1}{k}} \right].$$

Отсюда скорость истечения идеального газа через сопла

$$c_1 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + c_0^2}. \quad (I.183)$$

При $c_0 = 0$

$$c = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (I.184)$$

В прежней системе единиц

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (I.185)$$

Секундный массовый расход газа при площади выходного сечения сопла F_1 из формулы (I.175) равен

$$M = \frac{F_1 c_1}{v_1}. \quad (I.186)$$

Подставляя сюда значение c_1 по формуле (I.184), получим

$$M = \frac{F_1}{v_1} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \rho_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Заменяя v_1 его значением из формулы (а), имеем

$$M = \frac{F_1}{v_0 \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{-\frac{1}{k}}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \rho_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Внося под корень выражение $\frac{1}{v_0 \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{-\frac{1}{k}}}$, получим окончательно

$$M = F_1 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{\rho_0}{v_0} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (I.187)$$

В прежней системе единиц секундный весовой расход газа G (в кгс/с) равен

$$G = F_1 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{\rho_0}{v_0} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (I.188)$$

Уравнения (I.183)—(I.188) для идеального газа могут быть применены и к реальному газу и пару, если адиабатный процесс для них подчиняется уравнению $p v^k = \text{const}$.

Из уравнения (I.187) видно, что для данного газа или пара (имеющего определенное значение k) при заданном начальном состоянии его и при известном F_1 секундный расход M зависит только от отношения p_1/p_0 . Чтобы выяснить, когда M достигнет максимума, следует взять производную от M и, приравняв ее нулю, найти то отношение p_1/p_0 , при котором $M = M_{\text{max}}$. Но при заданных параметрах начального состояния рабочего тела и заданных F_1 и k взятие производной от M равносильно взятию производной от квадратных скобок под знаком радикала уравнения (I.187).

Итак, для того, чтобы $M = M_{\text{max}}$, необходимо

$$\left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]' = 0,$$

или

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0,$$

т. е.

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} = 0.$$

Перенеся член со знаком минус в правую часть и разделив обе части уравнения на левую его часть, получим

$$1 = \frac{k+1}{2} \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Отсюда

$$\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (6)$$

Чтобы убедиться в том, что при найденном значении отношения p_1/p_0 действительно $M = M_{\max}$, необходимо взять вторую производную от M и подставить в нее это значение p_1/p_0 . Если вторая производная окажется отрицательной, то M имеет максимум при p_1/p_0 , определяемом уравнением (6). Проверка показывает, что вторая производная отрицательна.

Подставляя в формулу (1.187) значение p_1/p_0 по формуле (6), находим:

$$\begin{aligned} M_{\max} &= F_1 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left\{ \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]^{\frac{2}{k}} - \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]^{\frac{k+1}{k}} \right\}} = \\ &= F_1 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \right]} = \\ &= F_1 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \left(1 - \frac{2}{k+1} \right)}; \\ M_{\max} &= F_1 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}}. \end{aligned} \quad (1.189)$$

Максимальный секундный весовой расход

$$G_{\max} = F_1 \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}. \quad (1.190)$$

§ 48. Истечение через суживающиеся сопла. Критическое давление. Критическая скорость

Пусть происходит истечение рабочего тела из суживающегося сопла в среду, где давление p . Предположим предварительно, что давление рабочего тела в выходном сечении сопла p_1 равно давлению среды p (рис. 1.37). Масса вытекающего в секунду газа или пара определяется уравнением (1.187) и изменяется с изменением отношения $p_1/p_0 = p/p_0$. Построим график зависимости секундного расхода M от отношения давлений p/p_0 .

Когда $p/p_0 = 0$ и $p/p_0 = 1$, тогда $M = 0$, как это следует из уравнения (1.187), в котором предварительно принято $p_1 = p$. Максимальное значение M получается при p/p_0 , определяемом уравнением (6). Таким образом, известны три точки кривой. Определив по уравнению (1.187) еще ряд точек, отвечающих промежуточным значениям p/p_0 , можно построить кривую зависимости M от отношения p/p_0 . Эта кривая (ac) представлена на рис. 1.38.

Полученный график показывает, что при неизменном давлении рабочего тела на входе в сопло, т. е. при неизменном начальном давлении p_0 , масса вытекающего через сопло в секунду газа или пара увеличивается с уменьшением давления среды p , а следовательно, отношения p/p_0 (кривая a). Это увеличение происходит до тех пор, пока не достигается максимальный расход при отношении p/p_0 , определяемом уравнением (6). Дальнейшее уменьшение давления среды p и отношения p/p_0 ведет к уменьшению количества вытекающего из сопла газа или пара, и, когда давление среды становится равным нулю, истечение прекращается (штриховая кривая c).

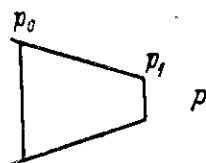


Рис. 1.37. Суживающееся сопло

В то время как кривая изменения расхода a соответствует реальному представлению и опыту, кривая c не соответствует ни тому, ни другому. Опыт показывает, что секундный расход растет с уменьшением давления среды до достижения максимального значения, дальнейшее же уменьшение давления среды не вызывает изменения количества вытекающего газа или пара — линия ab на рис. 1.38.

Чем объяснить расхождение между теорией (линия ac) и опытом (линия ab)? Расхождение объясняется тем, что давление в выходном сечении (устье) суживающихся сопел не всегда равно давлению среды, куда происходит истечение, как это было предварительно принято. Когда давление среды p и давление рабочего тела при входе в сопло p_0 одинаковы, т. е. $p/p_0 = 1$, истечения нет ($M = 0$). По мере уменьшения давления среды p возрастает расход, пока он не достигнет максимума (кривая a). В течение всего этого процесса давление p_1 в выходном сечении сопла равно давлению среды p . С момента достижения максимального расхода дальнейшее уменьшение давления среды не сказывается на давлении рабочего тела в выходном сечении сопла. Это давление остается неизменным. Поэтому остаются неизменными и удельный объем рабочего тела в этом сечении и перепад давлений в сопле, а следовательно, скорость истечения и секундный расход, сохраняющий свое максимальное значение.

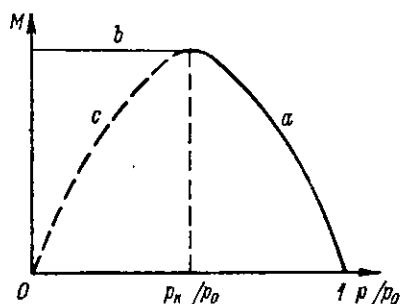


Рис. 1.38. График зависимости секундного расхода газа или пара от отношения давлений p/p_0

Давление в выходном сечении суживающихся сопел, которому соответствует максимальный расход газа или пара, называется критическим и обозначается p_k .

Критическое давление есть наименьшее давление, которое может установиться в выходном сечении суживающихся сопел. Ниже p_k давление в устье этих сопел не падает при любом понижении давления среды.

В итоге получается, что давление в выходном сечении суживающихся сопел равно давлению среды, если это давление больше критического давления, и критическому давлению, если давление среды меньше критического давления или равно ему. Математически это можно записать: $p_1 = p$, если $p > p_k$; $p_1 = p_k$, если $p \leq p_k$.

Отношение p_k/p_0 называется критическим отношением давлений.

Критическому давлению, а следовательно, критическому отношению давлений соответствует максимальный расход рабочего тела. Но, как было показано, максимальному расходу отвечает отношение давлений, равное

$\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$, следовательно,

$$\frac{p_k}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (1.191)$$

Из этого уравнения видно, что критическое отношение давлений зависит только от k , т. е. от рода текущего рабочего тела:

для двухатомного идеального газа $k = 1,4$ и $p_k/p_0 = 0,528$;

для перегретого пара $k = 1,3$ и $p_k/p_0 = 0,546$;

для сухого насыщенного пара $k = 1,135$ и $p_k/p_0 = 0,577$.

Ввиду того что давление в суживающихся соплах не падает ниже предельного значения (критического давления), скорость истечения через эти сопла не превышает некоторого предельного значения. Эта максимальная скорость, т. е. скорость истечения, соответствующая критическому давлению

нию в устье сопла, называется критической и обозначается c_k . Формулу для критической скорости можно получить, если заменить в уравнении (I.184) отношение p_1/p_0 отношением p_k/p_0 по формуле (I.191):

$$c_k = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left\{ 1 - \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]^{\frac{k-1}{k}} \right\}} = \\ = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left(1 - \frac{2}{k+1} \right)},$$

или

$$c_k = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_0 v_0}. \quad (\text{I.192})$$

Критическая скорость есть максимальная скорость истечения через суживающееся сопло. Но, как было показано ранее, максимальная скорость истечения через суживающееся сопло равно местной скорости звука a . Следовательно, критическая скорость равна скорости звука в выходном сечении суживающегося сопла при параметрах рабочего тела p_k , v_k в этом сечении. Поэтому

$$c_k = \sqrt{k p_k v_k}. \quad (\text{I.193})$$

То обстоятельство, что давление в выходном сечении суживающихся сопел не падает ниже критического, а скорость истечения не превышает критическую (скорость звука), можно объяснить следующим образом. Уменьшение давления внешней среды распространяется в среде и в вытекающей струе газа или пара со скоростью звука. Когда давление среды больше критического давления, а скорость истечения меньше критической скорости (скорости звука), тогда уменьшение давления среды передается внутрь сопла, вызывая перераспределение давления в нем. В результате давление на выходе из сопла становится равным давлению среды. Когда же давление среды равно критическому или меньше критического, тогда уменьшение давления среды не передается внутрь сопла, так как этому препятствует вытекающая со звуковой скоростью струя газа или пара. Поэтому давление на выходе из сопла сохраняется критическим.

Как видим, скорость истечения через суживающееся сопло может быть меньше критической скорости, если $p > p_k$, и равна критической скорости, если $p \leq p_k$. В обоих случаях скорость истечения рассчитывается по формулам (I.179) и (I.183), в которых p_1 — давление в выходном сечении сопла, равное p или p_k , i_1 — энтальпия в выходном сечении. Критическая скорость истечения может определяться также по формулам (I.192) и (I.193). Секундный расход рабочего тела определяется по формулам (I.187) и (I.186), в которых p_1 и v_1 давление и удельный объем в выходном сечении сопла. Максимальный секундный расход может определяться также по формуле (I.189).

Следует обратить внимание на то, что максимальный секундный расход и критическая скорость истечения, как следует из формул (I.187) и (I.192), изменяются с изменением начальных параметров p_0 , v_0 и показателя адиабаты k .

Рассмотрим истечение через суживающиеся сопла с косым срезом. В турбинах рабочее тело поступает через сопла на рабочие лопатки, закрепленные на диске, и приводит их во вращение. Сопла располагаются под некоторым углом к плоскости диска, поэтому в выходной части сопла образуется косой срез (рис. I.39).

Истечение через сопла с косым срезом имеет определенные особенности. При этом если оно происходит в среду с давлением, большим критического или равным ему, то процесс не отличается от рассмотренного выше истечения через сопла без косого среза. Если же давление среды меньше критического, то расширение рабочего тела до сечения 1—2, перпендикулярного

оси сопла, происходит, как в сопле без косого среза, т. е. расширение идет от начального давления p_0 до давления p_k , а в косом срезе 1—2—3 происходит дополнительное расширение от давления p_k до некоторого минимально

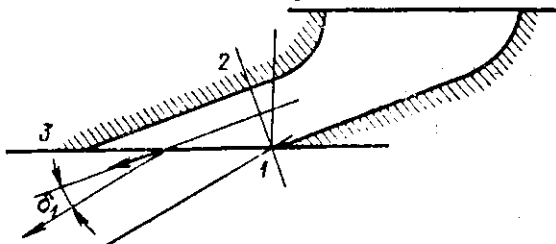


Рис. 1.39. Суживающееся сопло с косым срезом

возможного давления p' , если давление среды $p < p'$. Расширение от давления p' до давления p происходит в этом случае за соплом. Если же давление среды $p \geq p'$, тогда расширение в косом срезе идет до давления среды.

Понижение давления в косом срезе сопровождается ростом скорости. Поэтому при истечении через суживающееся сопло с косым срезом можно получить скорость истечения больше критической.

При расширении в косом срезе струя газа или пара отклоняется от оси сопла на некоторый угол δ_1 (рис. 1.39), который, как и давление p' , можно определить расчетным путем.

§ 49. Истечение через расширяющиеся сопла

При истечении через суживающиеся сопла скорость рабочего тела не превышает критическую. Механическая работа, получаемая за счет кинетической энергии струи, будет в предельном случае равна располагаемой работе в пределах давлений от p_0 до p_k . Согласно рис. 1.34, эта работа изобразится площадью $a-0-1'-d$. Площадь $d-1'-1-b$ представляет собой потерю работы от недорасширения рабочего тела в соплах до давления среды. Чем больше критическое

давление и меньше давление среды, тем больше указанная потеря. Ясно поэтому, что для полного использования энергии давления рабочего тела сопло должно иметь такую форму, при которой давление в его выходном сечении могло бы быть меньше критического. Тогда скорость истечения будет больше критической (больше местной скорости звука). Как было показано, этому условию удовлетворяет расширяющееся сопло (см. рис. 1.35).

В таком сопле давление начиная от входного сечения постепенно падает, достигая в самом узком сечении критического значения p_k . Скорость истечения соответственно возрастает, достигая критической величины c_k . Затем в расширяющейся части сопла продолжается падение давления и при расчетном режиме работы давление p_1 в его выходном сечении будет равно давлению среды p . С падением давления ниже критического скорость истечения становится выше критической.

Из рассмотрения рис. 1.40 становится яснее то обстоятельство, что для получения скоростей выше критических требуется именно расширяющееся сопло. Дело в том, что при падении давления в сопле до значения p_k , удельный объем растет медленнее, чем увеличивается скорость течения рабочего тела (кривые I и II). Это, согласно уравнению $F = \frac{Mv}{c}$, требует уменьшения площади сечения F для прохода рабочего тела. При дальнейшем расши-

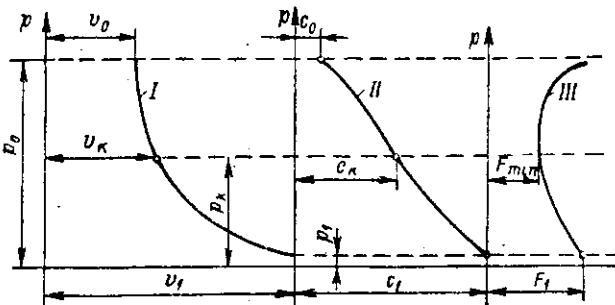


Рис. 1.40. Зависимость между удельным объемом пара, скоростью истечения и площадью сечения сопла

ряющегося сопла (кривые I и II). Это, согласно уравнению $F = \frac{Mv}{c}$, требует уменьшения площади сечения F для прохода рабочего тела. При дальнейшем расши-

рении от p_k до $p_1 = p$, удельные объемы растут быстрее, чем скорости течения, а это требует увеличения F . Таким образом, для непрерывного понижения давления в соплах от p_0 до p_1 сопло должно сперва суживаться, а затем расширяться, имея минимальное сечение $F_{\min}$ при давлении p_k (кривая III).

Скорости истечения через расширяющиеся сопла вычисляются по формулам (I.183) и (I.179), в которых p_1 — давление в выходном сечении сопел, равное давлению среды p , а i_1 — энтальпия при параметрах в выходном сечении.

При расчете сопел задается максимальный секундный расход рабочего тела и определяются площади минимального $F_{\min}$ и выходного F_1 сечений сопел. Имея в виду, что и максимальный секундный расход должен пройти через минимальное сечение, площадь этого сечения можно определить по формуле

$$F_{\min} = \frac{M_{\max}}{\sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}}; \quad (\text{I.194})$$

в прежней системе единиц

$$F_{\min} = \frac{G_{\max}}{\sqrt{2g \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_0}{v_0} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}}. \quad (\text{I.195})$$

Подставляя в эти уравнения значения k для некоторых рабочих тел и вынося из-под знака радикала постоянную величину, получим:

для двухатомных газов:

$$F_{\min} = \frac{M_{\max}}{0,69 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}; \quad (\text{I.196})$$

$$F_{\min} = \frac{G_{\max}}{2,15 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}; \quad (\text{I.197})$$

для перегретого пара

$$F_{\min} = \frac{M_{\max}}{0,67 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}; \quad (\text{I.198})$$

$$F_{\min} = \frac{G_{\max}}{2,09 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}; \quad (\text{I.199})$$

для сухого насыщенного пара

$$F_{\min} = \frac{M_{\max}}{0,64 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}; \quad (\text{I.200})$$

$$F_{\min} = \frac{G_{\max}}{1,99 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}. \quad (\text{I.201})$$

Площадь выходного сечения сопел F_1 можно определить из уравнения (I.186), в котором $M = M_{\max}$ ($G = G_{\max}$), а v_1 — удельный объем рабочего тела в выходном сечении сопел.

§ 50. Истечение с трением

В реальных процессах течения газа или пара в соплах имеет место потеря кинетической энергии, вызываемая трением частиц рабочего тела о стенки сопел и вихревыми движениями частиц, сопровождающимися трением их друг о друга. Работа трения воспринимается рабочим телом в форме эквивалентного количества тепла, в результате чего при расширении в соплах до одного и того же давления энтальпия, энтропия и удельный объем рабочего тела в конце действительного процесса больше, чем в конце теоретического процесса. На рис. 1.41 в Ts - и p - v -диаграммах линии $0-1'$ изображают теоретический изэнтропный (обратимый адиабатный) процесс рас-

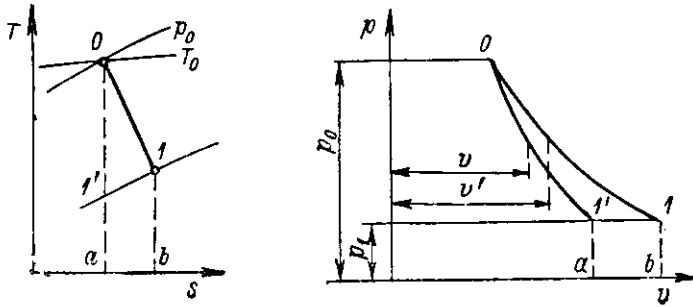


Рис. 1.41. К истечению с трением

ширения, а линии $0-1$ — действительный процесс расширения, рассматриваемый как адиабатный процесс с трением, т. е. как необратимый адиабатный процесс*.

В силу потери части кинетической энергии действительная скорость истечения рабочего тела через сопла меньше теоретической. Если действительную скорость истечения обозначить c_1 , а теоретическую c_{1t} , то можно написать

$$c_1 = \varphi c_{1t}, \quad (1.202)$$

где φ — скоростной коэффициент сопел, определяемый экспериментальным путем.

Скорость c_1 можно определить и по формулам (1.179)—(1.182), если в них i_1 будет представлять собой энтальпию в конце действительного процесса расширения. Это справедливо, так как указанные формулы получены из общего уравнения первого закона термодинамики для процессов течения, справедливого как для обратимых, так и для необратимых процессов.

Потеря кинетической энергии в соплах составляет

$$\frac{c_{1t}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = i_1 - i_{1t}.$$

Здесь i_1 и i_{1t} — энтальпии рабочего тела в конце действительного и теоретического процессов расширения в соплах.

Уравнения первого закона термодинамики для адиабатного обратимого и для адиабатного с трением процессов течения запишутся соответственно в виде:

$$0 = i_{1t} - i_0 - \int_{p_0}^{p_1} v dp; \quad q_r = i_1 - i_0 - \int_{p_0}^{p_1} v' dp.$$

* Как было указано, необратимые процессы в диаграммах могут быть изображены лишь условно.

Здесь p_0 и i_0 давление и энтальпия рабочего тела, поступающего в сопла; v и v' — удельные объемы газа при некотором давлении p соответственно для теоретического и действительного процессов течения (рис. 1.41); p_1 — давление в выходном сечении сопел; q_r — теплота, выделяющаяся при трении (теплота трения).

Из этих уравнений имеем

$$q_r = i_1 - i_{1t} + \int_{p_0}^{p_1} (v' - v) dp.$$

Отсюда ясно, что потеря кинетической энергии в соплах $i_1 - i_{1t}$ меньше теплоты трения q_r , т. е. часть теплоты трения используется. Графически теплота трения q_r изображается площадью $a-0-l-b$ в Ts -диаграмме,

а $\int_{p_0}^{p_1} (v' - v) dp$ — площадью $0-l'-l$ в обеих диаграммах (рис. 1.41).

Потерю кинетической энергии в соплах можно записать в виде

$$\frac{c_{1t}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = \frac{c_{1t}^2}{2} \left(1 - \frac{c_1^2}{c_{1t}^2} \right) = \frac{c_{1t}^2}{2} (1 - \varphi^2) = \zeta \frac{c_{1t}^2}{2}.$$

Величину $\zeta = 1 - \varphi^2$ называют коэффициентом потери энергии в соплах.

§ 51. Параметры торможения

Для изоэнтропного течения при отсутствии технической работы уравнение (1.24) запишется в виде

$$u_1 + p_1 v_1 + \frac{c_1^2}{2} = u_0 + p_0 v_0 + \frac{c_0^2}{2}. \quad (1.203)$$

Но в изоэнтропном процессе по уравнению (1.101) имеем

$$u_1 - u_0 = l_{0-1} = - \int_0^1 p dv.$$

Отсюда для несжимаемой жидкости ($dv = 0$) получим $u_1 - u_0 = 0$. Тогда с учетом того, что $v = 1/\rho$ (ρ — плотность), из (1.203) получим:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{c_1^2}{2} = \frac{p_0}{\rho} + \frac{c_0^2}{2}; \quad p + \frac{\rho c^2}{2} = \text{const}. \quad (1.204)$$

Уравнение (1.204) справедливо для несжимаемых жидкостей, однако оно может быть применено и к газу и пару, если изменением плотности при изменении давления от p_0 до p_1 можно пренебречь.

Давление p называется статическим. Такое давление покажет манометр, движущийся вместе с потоком, т. е. неподвижный по отношению к потоку. Величина $\frac{\rho c^2}{2}$ называется динамическим давлением, а сумма $p + \frac{\rho c^2}{2}$ — полным давлением.

Если поток, имеющий скорость c , изоэнтропно затормозить так, чтобы скорость стала равной нулю, то статическое давление станет равным полному. Это давление называется давлением изоэнтропно заторможенного потока или давлением торможения p^* . Таким образом, давление торможения можно определить по формуле

$$p^* = p + \frac{\rho c^2}{2}. \quad (1.205)$$

Уравнение (1.203) можно записать в виде

$$i_1 - i_0 = \frac{c_0^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}, \quad (1.206)$$

а для идеального газа с постоянной теплоемкостью c_p в виде:

$$c_p(T_1 - T_0) = \frac{c_0^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}; \quad T_1 + \frac{c_1^2}{2c_p} = T_0 + \frac{c_0^2}{2c_p};$$

$$T + \frac{c^2}{2c_p} = \text{const.}$$

Если поток, имеющий скорость c , изоэнтропно затормозить до скорости, равной нулю, то температура потока повысится до T^* :

$$T^* = T + \frac{c^2}{2c_p}.$$

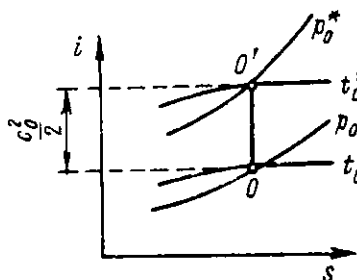


Рис. 1.42. Определение параметров торможения с помощью i - s -диаграммы

Величина T^* называется температурой изоэнтропно заторможенного потока или температурой торможения.

Если поток, имеющий при входе в сопло скорость c_0 и энтальпию i_0 , затормозить изоэнтропно до скорости, равной нулю, то энтальпия при входе увеличится и станет равной i_0^* , причем в соответствии с уравнением (1.206)

$$i_0^* = i_0 + \frac{c_0^2}{2}. \quad (1.207)$$

Величина i_0^* представляет собой энтальпию изоэнтропно заторможенного потока. Ее легко найти по i - s -диаграмме. Если точка O изображает состояние рабочего тела, имеющего при входе в сопло параметры p_0 , t_0 (рис. 1.42), то, отложив от этой точки по вертикали отрезок $c_0^2/2$, получим точку O' с энтальпией i_0^* и параметрами p_0^* и t_0^* . Формула (1.178) для определения скорости истечения через энтальпию i_0 запишется так:

$$c_1 = \sqrt{2(i_0^* - i_1)}; \quad (1.208)$$

если энтальпию брать в кДж/кг, то

$$c_1 = 44,7 \sqrt{i_0^* - i_1}. \quad (1.209)$$

§ 52. Дросселирование газов и паров. Сжижение газов

Если на пути движения газа или пара имеется резкое местное сужение, например прикрытый вентиль, задвижка, клапан и др., то, как показывает опыт, давление за сужением всегда меньше давления перед ним. Понижение давления рабочего тела при прохождении через сужения называется **дросселированием** или **мятием**. Эффект дросселирования, т. е. разность давлений до и после сужения, при прочих равных условиях тем больше, чем меньше относительная площадь сужения.

Процесс дросселирования протекает следующим образом. При прохождении через сужение давление падает и в самом узком месте потока (рис. 1.43) достигает минимального значения. Падение давления сопровождается ростом скорости, которая в этом узком месте достигает наибольшего значения. При дальнейшем течении происходит постепенный рост давления до некоторого значения p_1 за счет частичного перехода кинетической энергии струи в энергию давления. Однако давление не восстанавливается до начального

значения p_0 в силу того, что часть кинетической энергии струи тратится на преодоление трения и завихрений и в давление не переходит. Энергия, затраченная на преодоление трения и завихрений, в форме определенного количества тепла воспринимается рабочим телом, вследствие чего растут его удельный объем и энтропия. Таким образом, дросселирование является типичным необратимым процессом, а в случае отсутствия теплообмена с внешней средой — также и адиабатным процессом.

При неразрывном течении потока между сечениями трубопровода 0—0 и 1—1 (рис. 1.43) можно написать

$$M = \frac{F_0 c_0}{v_0} = \frac{F_1 c_1}{v_1}, \quad (a)$$

где F_0 и F_1 — площади сечения, а c_0 , v_0 и c_1 , v_1 — соответственно скорости и удельные объемы рабочего тела в этих сечениях. Ввиду того что при дросселировании всегда $v_1 > v_0$, можно, как видно из уравнения (a) подобрать и $F_1 > F_0$ так, чтобы скорости c_1 и c_0 оказались равными. Однако опыт и расчеты показывают, что даже при неизменной площади сечения трубы, т. е. даже при $F_1 = F_0$, можно считать приближенно $c_1 = c_0$. Имея это в виду и рассматривая адиабатное дросселирование, можем, согласно уравнению первого закона термодинамики для текущего потока (1.27), написать $i_1 - i_0 = 0$, а значит, $i_1 = i_0$, т. е. энтальпия рабочего тела после дросселирования равна энтальпии до дросселирования*.

Важно выяснить вопрос об изменении температуры рабочего тела в процессе дросселирования.

Для идеального газа [см. уравнения (1.23) и (1.86)] имеем $i_1 - i_0 = q_p = c_p (t_1 - t_0)$. Но при дросселировании $i_1 - i_0 = 0$, следовательно, $t_1 = t_0$, т. е. температуры идеального газа после и до дросселирования одинаковы.

При дросселировании реальных газов и паров их температура может увеличиваться, оставаться неизменной и уменьшаться. Характер и величина изменения температуры в конечном счете определяются действием межмолекулярных сил.

Общее уравнение, определяющее изменение температуры в процессе дросселирования, имеет следующий вид:

$$dT = - \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} dp. \quad (1.210)$$

Из этого уравнения видно, что знак изменения температуры зависит от знака разности $T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v$ и противоположен ему, поскольку при дросселировании изменение давления $dp < 0$, а изобарная теплоемкость c_p всегда положительна. Из этого уравнения видно также, что если начальная (до дросселирования) температура рабочего тела T будет удовлетворять уравнению $T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v = 0$, то $dT = 0$, т. е. дросселирование не будет сопровождаться изменением температуры.

То начальное состояние рабочего тела, при котором в результате дросселирования не изменяется его температура, называется **точкой инвер-**

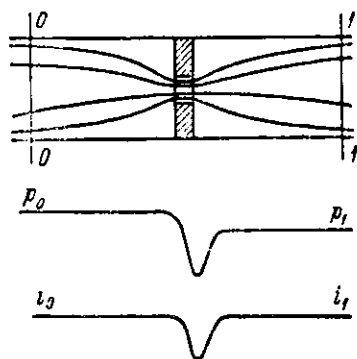


Рис. 1.43. К дросселированию газов и паров

* Линия i на рис. 1.43 показывает, что при дросселировании энтальпия изменяется, но до и после дросселирования имеет одинаковые значения ($i_0 = i_1$).

с и и, а температура, отвечающая этому состоянию, — температурой инверсии.

Для вычисления температуры инверсии должно быть известно уравнение состояния дросселируемого газа или пара. Оно позволит выразить $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ и v через p и T и после подстановки их в уравнение (1.210) определить температуру инверсии при заданном начальном (до дросселирования) давлении p .

Температуру инверсии и разность $T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v$ можно определить графически. Нанесем в Tv -диаграмме изобару начального давления p и проведем касательную к некоторой ее точке 1, изображающей определенное состояние рабочего тела до дросселирования (рис. 1.44). Проведя затем ординату точки 1, получим из треугольника AIB :

$$\overline{AB} = \frac{\overline{IB}}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{T}{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p} = T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p;$$

$$\overline{OA} = \overline{AB} - v = T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v.$$

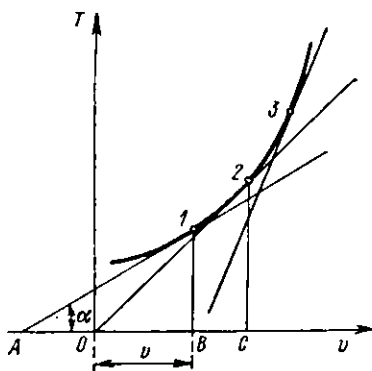


Рис. 1.44. Графическое определение температуры инверсии

Теперь есть возможность решить вопрос о характере изменения температуры в процессе дросселирования. Касательная к изобаре в точке 2 проходит через начало координат, следовательно, в этом состоянии рабочего тела $T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v = 0$ и, согласно уравнению (1.210), $dT = 0$, т. е. при дросселировании из этого состояния температура не изменяется. Значит, температура рабочего тела в состоянии 2 является температурой инверсии $T_{инв}$. В состоянии 1 температура рабочего тела T (отрезок IB) меньше температуры инверсии $T_{инв}$ (отрезок $2C$), $T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v > 0$ и $dT < 0$, т. е. при дросселировании из этого состояния температура рабочего тела уменьшается. В состоянии 3 имеем: $T > T_{инв}$; $T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v < 0$ и $dT > 0$, т. е. при дросселировании из этого состояния температура рабочего тела увеличивается.

Таким образом, мы приходим к следующему заключению: если температура данного газа или пара до дросселирования меньше его температуры инверсии при заданном начальном давлении, то в результате дросселирования температура газа или пара уменьшается; если температура рабочего тела до дросселирования равна его температуре инверсии при заданном начальном давлении, то в результате дросселирования температура остается без изменения; если температура рабочего тела до дросселирования больше его температуры инверсии при заданном начальном давлении, то в результате дросселирования температура увеличивается.

Так, например, температура инверсии водорода при давлении 113 кгс/см² равна приблизительно -80°C . Поэтому водород, обладая начальной температурой -80°C , дросселируясь, не изменяет температуры; при начальной температуре ниже -80°C (например, -120°C) — понижает температуру, а при температуре выше -80°C (например, $+15^\circ\text{C}$) — повышает ее.

Температура водяного пара при дросселировании всегда уменьшается, так как пар в любом состоянии имеет температуру ниже инверсной, которая равна приблизительно 4000°C .

Изменение температуры реальных газов и паров в процессе дросселирования было установлено опытами Джоуля и Томсона. Коэффициент $\alpha = \frac{\partial T}{\partial p}$ [см. уравнение (1.210)] носит название дифференциального эффекта Джоуля — Томсона. Он положителен при понижении температуры в процессе дросселирования (так как тогда $dT < 0$; $dp < 0$; $\alpha > 0$) и отрицателен при повышении температуры ($dT > 0$; $dp < 0$; $\alpha < 0$).

Дросселирование сопровождается уменьшением располагаемого перепада энтальпий и поэтому используется как один из способов регулирования мощности паровых турбин (дроссельное регулирование). Уменьшение располагаемого перепада энтальпий при дросселировании водяного пара видно в i -диаграмме (рис. 1.45). Между давлением p_0 свежего пара и давлением p_1 расширившегося пара располагаемый перепад энтальпий изобразится отрезком $02'$. После дросселирования свежего пара до давления p'_0 (линия $0-1$) располагаемый перепад энтальпий изобразится отрезком 12 . Разность перепадов, изображаемых отрезками $02'$ и 12 , представляет собой уменьшение располагаемого перепада вследствие дросселирования.

Дросселирование используется часто для сжижения газов. В машине Линде, построенной на этом принципе, сжижение происходит следующим образом. Газ, сжатый компрессором, проходит через дроссельный вентиль. Дросселируясь в нем, газ понижает давление и температуру и движется вновь на всасывание в компрессор, охлаждая по пути порцию газа, идущего от компрессора к вентилю.

Охлажденный предварительно таким способом газ проходит дроссельный вентиль, где еще более понижает температуру, и если она становится ниже критической, то при соответствующем давлении в конце дросселирования часть газа превращается в жидкость. Несжиженный газ вместе с новой порцией сжимаемого газа поступает в компрессор, и так при непрерывной работе машины происходит непрерывное сжижение газа. Жидкий газ собирается в теплоизолированный сосуд (сосуд Дьюара).

Для сжижения указанным способом газов, имеющих низкие температуры инверсии, необходимо охладить их предварительно до температур ниже инверсных, а затем уже использовать метод дросселирования. Так, например, пропуская водород внутри трубок, погруженных в испаряющийся жидкий воздух, понижают температуру водорода ниже температуры инверсии. Таким же образом гелий охлаждают кипящим водородом.

Сжижение газов производится и методом расширения сжатого газа в двигателе. Расширяясь и производя работу, газ понижает температуру. Если расширение газа недостаточное и поэтому не происходит его сжижения, то газ после двигателя поступает в компрессор и, сжатый, вновь расширяется в двигателе, понижая температуру. Весьма эффективное сжижение газа по этому принципу осуществлено акад. П. Л. Капицей в установке с расширением газа в турбине (турбодетандере).

Пример 1. Перегретый пар в количестве 1 кг, имея начальное давление 35 бар и температуру 435° С, вытекает через суживающееся сопло в среду, где давление 1,2 бар. Определить скорость истечения и секундный расход пара, если площадь выходного сечения сопла равна 90 мм².

Поскольку истечение происходит через суживающееся сопло, следует прежде всего определить критическое давление. Так как в начальном состоянии пар перегретый, то

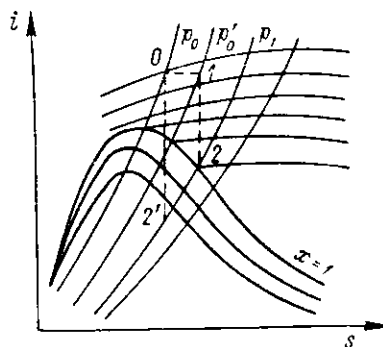


Рис. 1.45. Уменьшение располагаемого перепада энтальпий при дросселировании пара

$$p_k = 0,546p_0 = 0,546 \cdot 35 = 19,2 \text{ бар.}$$

Давление среды меньше критического давления. Следовательно, в выходном сечении сопла установится критическое давление, и расширение пара в сопле будет происходить от давления p_0 до давления p_k .

Процесс изэнтропного расширения пара в сопле изображается в i - s -диаграмме вертикальной линией. Поэтому, проводя от начальной точки 0, характеризуемой параметрами 35 бар и 435° С, вертикаль, находим в точке ее пересечения с изобарой 19,2 бар точку 1 конечного состояния пара (рис. 1.46). Определив необходимые величины по диаграмме, находим по формуле (1.180) скорость истечения

$$c = 44,7 \sqrt{i_0 - i_1} = 44,7 \sqrt{3304 - 3128} = 595 \text{ м/с}$$

и по формуле (1.186) секундный расход пара

$$M = \frac{F_1 c}{v_1} = \frac{0,000090 \cdot 595}{0,14} = 0,381 \text{ кг/с.}$$

Пример 2. Как изменятся скорость истечения и секундный расход пара в предыдущем примере, если давление среды, куда происходит истечение, будет 25 бар?

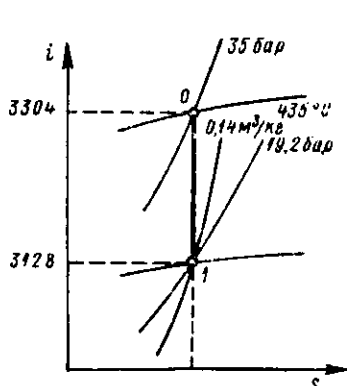


Рис. 1.46. К определению скорости истечения из суживающегося сопла

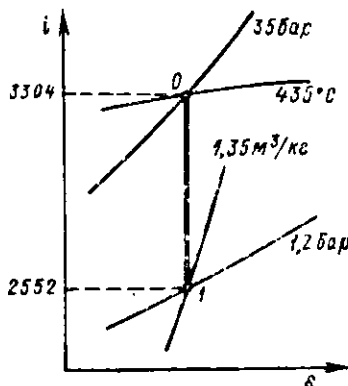


Рис. 1.47. К определению скорости истечения из расширяющегося сопла

Так как в этом случае давление среды больше критического давления, то в выходном сечении сопла установится давление среды, и расширение в сопле будет происходить от 35 до 25 бар. Поэтому, проводя в i - s -диаграмме вертикаль от начального состояния до изобары 25 бар и определив необходимые данные, найдем:

$$c = 44,7 \sqrt{3304 - 3200} = 458 \text{ м/с;}$$

$$M = \frac{0,000090 \cdot 458}{0,115} = 0,359 \text{ кг/с.}$$

Пример 3. Пар, имея начальное давление 35 бар и температуру 435° С, вытекает через расширяющееся сопло в среду с давлением 1,2 бар. Определить скорость истечения, секундный расход пара и площадь выходного сечения сопла, если площадь его минимального сечения равна 90 мм².

В выходном сечении расширяющихся сопел при работе их на расчетном режиме устанавливается давление среды. Поэтому расширение пара будет происходить от начального давления до давления p среды. Исходя из этого проводим процесс в i - s -диаграмме (рис. 1.47), находим нужные величины и определяем скорость истечения

$$c = 44,7 \sqrt{3304 - 2552} = 1221 \text{ м/с.}$$

Начальные параметры пара и площадь минимального сечения сопла, равная площади выходного сечения из суживающейся части сопла, остались по условию такими же, как в примере 1. Поэтому секундный расход пара через минимальное сечение, а при установившемся движении и через выходное сечение, $M = 0,381 \text{ кг/с}$. По известному значению секундного расхода пара определяем площадь выходного сечения сопла, пользуясь уравнением (1.186):

$$F_1 = \frac{M v_1}{c} = \frac{0,381 \cdot 1,35}{1221} = 0,00042 \text{ м}^2 = 420 \text{ мм}^2.$$

Пример 4. Перегретый пар с начальными параметрами 90 кгс/см² и 500° С вытекает через расширяющееся сопло в среду, где давление 55 кгс/см². Секундный весовой расход пара $G = 2,0 \text{ кг/с}$. Определить скорость истечения и площадь выходного сечения сопла.

Расширение пара в сопле происходит от давления 90 кгс/см² до давления 55 кгс/см². Изобразив процесс в *i*-диаграмме и взяв энтальпии в конечных точках процесса, найдем скорость истечения по формуле (1.182):

$$c = 91,5 \sqrt{i_0 - i_1} = 91,5 \sqrt{808 - 772} = 549 \text{ м/с.}$$

Площадь выходного сечения определяем из формулы (1.186):

$$F_1 = \frac{Gv_1}{c_1} = \frac{2,0 \cdot 0,055}{549} = 0,00202 \text{ м}^2 = 2020 \text{ мм}^2.$$

Пример 5. Воздух с давлением $p_0 = 3,0$ МПа и температурой $t_0 = 150^\circ\text{С}$ вытекает через суживающееся сопло в среду, где давление $p = 0,1$ МПа. Определить скорость истечения и секундный расход воздуха, если площадь выходного сечения сопла равна 100 мм².

Определяем критическое давление:

$$p_k = 0,528 p_0 = 0,528 \cdot 3,0 = 1,58 \text{ МПа.}$$

Так как $p < p_k$, в выходном сечении сопла устанавливается давление p_k . Следовательно, скорость истечения является критической, а секундный расход — максимальным.

По формуле (1.192)

$$c_k = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_0 v_0} =$$

$$= \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_0} =$$

$$= \sqrt{2 \frac{1,4}{1,4+1} 286,7 \cdot 423,15} = 378 \text{ м/с.}$$

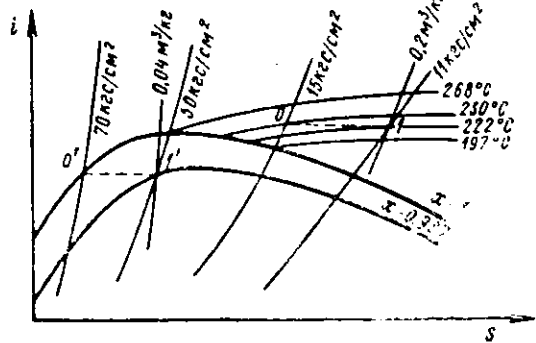


Рис. 1.48. Изменение параметров водяного пара при дросселировании

Так как воздух — двухатомный газ, то максимальный секундный расход определяем из формулы (1.196):

$$M_{\max} = 0,69 F_1 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}} = 0,69 F_1 \sqrt{\frac{p_0 p_0}{R T_0}} = 0,69 \frac{100 \cdot 10^6}{10^6} \sqrt{\frac{3,0^2}{286,7 \cdot 423,15}} = 0,592 \text{ кг/с.}$$

Пример 6. Определить по данным предыдущего примера скорость истечения при условии, что истечение происходит через расширяющееся сопло.

В этом случае скорость должна быть найдена по формуле (1.184):

$$c = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} =$$

$$= \sqrt{2 \frac{1,4}{1,4-1} 287 \cdot 423,15 \left[1 - \left(\frac{0,1}{3,0} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} \right]} = 725 \text{ м/с.}$$

Таким же образом следовало бы решить задачу, если бы истечение воздуха (газа) происходило через суживающееся сопло в среду, где давление выше критического давления.

Пример 7. Пар, имея давление 15 кгс/см² и температуру 230°С, дросселируется до давления 11 кгс/см². Определить состояние пара в конце дросселирования.

Проведя в *i*-диаграмме от точки 0, характеризующей начальными параметрами пара, горизонтальную линию до пересечения с изобарой 11 кгс/см² получим точку 1, характеризующую состояние пара в конце дросселирования (рис. 1.48). В этом состоянии, как видно из диаграммы, пар перегрет и его температура $t_1 = 221^\circ\text{С}$, удельный объем $v_1 = 0,2 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Пример 8. Сухой насыщенный пар дросселируется от давления 70 кгс/см² до давления 50 кгс/см². Определить состояние пара в конце процесса.

Проведя в *i*-диаграмме линию процесса дросселирования 0' — 1' (рис. 1.48), можно видеть, что пар в конце дросселирования является влажным. Степень сухости пара $x = 0,987$, температура 268°С, удельный объем $v = 0,040 \text{ м}^3/\text{кг}$.

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

ЦИКЛЫ ТЕПЛОСИЛОВЫХ И ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

ГЛАВА 10

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ КОМПРЕССОРОВ

§ 53. Рабочий процесс и теоретическая индикаторная диаграмма поршневого компрессора

Для двигателей внутреннего сгорания, газотурбинных установок и т. д. требуется сжатый воздух и другие сжатые газы. В холодильных установках сжимаются пары различных веществ (аммиака, сернистого ангидрида и др.). Сжатие газов и паров осуществляется и в системах теплогазоснабжения.

Для сжатия газов и паров применяются компрессоры. Они могут быть разделены в основном на поршневые, ротационные и турбокомпрессоры.

На рис. 1.49, а представлена схема поршневого компрессора. Поршень движется из левого крайнего положения в правое и засасывает в цилиндр

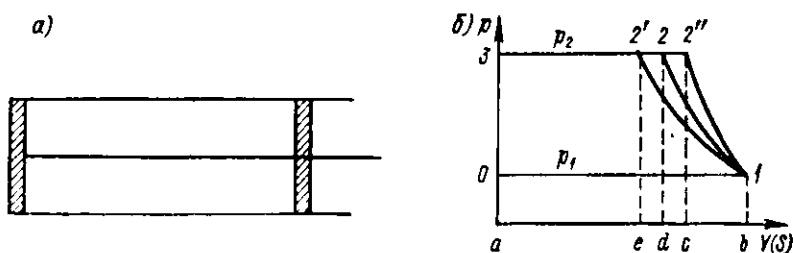


Рис. 1.49. Схема и теоретическая индикаторная диаграмма поршневого компрессора

через всасывающий клапан при постоянном давлении p_1 газ или пар. При обратном движении поршня всасывающий клапан закрывается и рабочее тело сжимается до требуемого давления p_2 .

Сжатие может быть изотермическим, адиабатным и политропным. Для изотермического сжатия необходимо отводить тепло от рабочего тела, что может быть достигнуто охлаждением наружных стенок цилиндра. При адиабатном сжатии должен быть исключен теплообмен рабочего тела со стенками цилиндра, для чего они должны быть абсолютно нетеплопроводными. Характер политропного сжатия определяется значением показателя политропы. После окончания сжатия открывается нагнетательный клапан и поршень, продолжая двигаться справа налево, выталкивает сжатое рабочее тело при давлении p_2 к месту потребления или в сборный резервуар. Выталкивание продолжается вплоть до прихода поршня в левое мертвое положение. Здесь при неизменном положении поршня давление тела мгновенно (теоретически) падает от p_2 до p_1 , и описанный процесс повторяется.

Рабочий процесс компрессора изображают в диаграмме (рис. 1.49, б), по оси ординат которой откладывают давление p рабочего тела, а по оси абсцисс — ход S поршня или пропорциональный ему объем V рабочего тела. Всасывание в левую полость цилиндра изобразится в этой диаграмме

линией $0-1$, изотермическое сжатие — линией $1-2'$, адиабатное сжатие — линией $1-2''$, а политропное сжатие — линией $1-2$. Выталкивание сжатого рабочего тела из цилиндра изобразится соответственно указанным процессам сжатия линиями $2'-3$, $2''-3$ и $2-3$, а падение давления от p_2 до p_1 — линией $3-0$. Рисунок представляет собой теоретическую индикаторную диаграмму компрессора.

В реальном компрессоре имеется вредное пространство — пространство между крышкой цилиндра и поршнем при минимальном расстоянии между ними (рис. 1.50), в котором остается сжатое рабочее тело. Падение давления от p_2 до p_1 в реальных условиях не может происходить мгновенно (при неизменном положении поршня). Это падение давления осуществляется при ходе поршня из крайнего левого положения вправо, и лишь в некотором положении поршня давление в цилиндре достигает величины p_1 . С этого момента при дальнейшем движении поршня вправо рабочее тело будет засасываться в цилиндр при постоянном давлении p_1 . Затем оно будет сжиматься

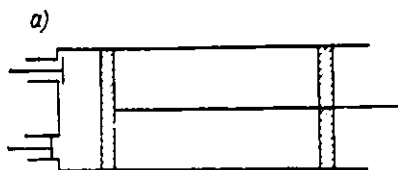
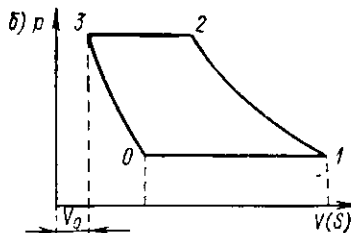


Рис. 1.50. Схема (а) и индикаторная диаграмма (б) компрессора с учетом вредного пространства



обратным движением поршня до давления p_2 и выталкиваться при этом давлении из цилиндра. Поршень придет в левое крайнее положение.

Если отложить от начала координат по оси абсцисс объем V_0 вредного пространства или пропорциональную ему величину $S_0 = V_0/F$ (F — площадь поршня), а по оси ординат давление рабочего тела, то всасывание изобразится линией $0-1$ (рис. 1.50, б), политропное сжатие — линией $1-2$, выталкивание — линией $2-3$, падение давления от p_2 до p_1 — линией $3-0$. Рисунок представляет собой индикаторную диаграмму компрессора с учетом вредного пространства.

Объем газа или пара, нагнетаемого компрессором в единицу времени, отнесенный к условиям входа рабочего тела в компрессор, называется п р о - и з в о д и т е л ь н о с т ь ю компрессора. Сопоставляя рис. 1.49, б и 1.50, б, видим, что наличие вредного пространства уменьшает объем засасываемого газа или пара, т. е. уменьшает производительность компрессора. При этом даже сравнительно небольшое увеличение вредного пространства вызывает значительное уменьшение производительности компрессора. Уменьшение производительности при неизменном вредном пространстве тем больше, чем выше конечное давление сжатия (рис. 1.51): повышение давления сжатия от p_2 до p_2' уменьшает объем засасываемого воздуха на величину, изображаемую разностью отрезков $1-3$ и $1-2$. В предельном случае, когда линия сжатия $1-4$ доходит до линии, ограничивающей вредное пространство, всасывание воздуха в компрессор прекращается. В компрессоре периодически сжимается и расширяется одно и то же количество воздуха.

Помимо уменьшения производительности высокие давления сжатия сопровождаются высокими температурами, создающими опасность самовоспламенения (взрыва) паров масла, смазывающего стенки цилиндра.

В силу указанных обстоятельств рассмотренный одноступенчатый компрессор применяется для получения газа или пара невысоких давлений, обычно до 1,0 МПа (10,2 кгс/см²). Для получения рабочего тела более высоких давлений переходят к многоступенчатым компрессорам.

Рассмотрим работу двухступенчатого компрессора. Газ или пар с давлением p_1 и температурой t_1 засасывается в цилиндр низкого давления (ц. н. д.)

компрессора — линия $0-1$ (рис. I.52). Здесь он сжимается до давления p_2 и температуры t_2 — линия $1-2$ и выталкивается при этих параметрах в холодильник, где при постоянном давлении p_2 охлаждается до начальной температуры t_1 — линия $2-6$. С параметрами $p_3 = p_2$ и $t_3 = t_1$ рабочее тело поступает из холодильника в цилиндр высокого давления (ц. в. д.) компрессора — линия $6-3$, где сжимается до давления p_4 — линия $3-4$. Давление p_4 берут обычно таким, чтобы температура t_4 в конце сжатия в ц. в. д. была равна температуре t_2 в конце сжатия в ц. н. д. С параметрами p_4 и $t_4 = t_2$ рабочее тело поступает к месту назначения — линия $4-5$.

Как видим, двухступенчатый (многоступенчатый) компрессор дает возможность получить высокие давления и низкие температуры в конце сжатия. Кроме того, при большом числе ступеней процесс сжатия изобразится ломаной кривой, близкой к изотерме $1-4''$.

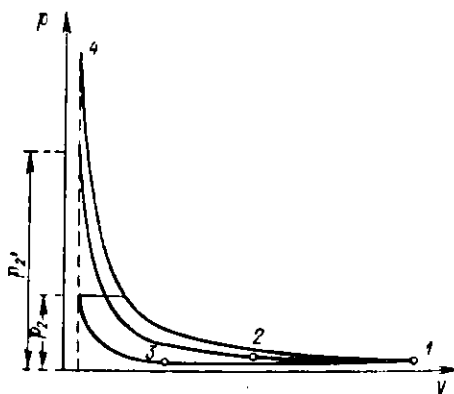


Рис. I.51. Влияние давления в конце сжатия на производительность компрессора

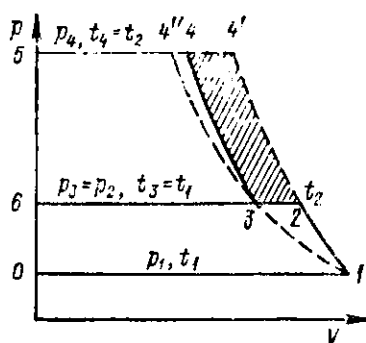


Рис. I.52. Индикаторная диаграмма двухступенчатого компрессора

Одинаковые температуры рабочего тела на выходе из каждой ступени, а также из входе в каждую ступень приводят к равным степеням повышения давления в ступенях компрессора. В самом деле, полагая процесс сжатия в ступенях политропным, с постоянным и одинаковым для всех ступеней показателем политропы, можем, согласно уравнению (I.116), написать для двухступенчатого компрессора:

$$\beta_1 = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{n}{n-1}};$$

$$\beta_2 = \frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{T_4}{T_3} \right)^{\frac{n}{n-1}},$$

где β_1 и β_2 — степени повышения давления в первой и второй ступенях компрессора. Но $T_3 = T_1$; $T_4 = T_2$, следовательно, $\beta_1 = \beta_2$.

§ 54. Работа, затрачиваемая на получение сжатого рабочего тела в компрессоре

При всасывании рабочее тело производит работу. Если площадь поршня F , рабочий ход поршня S_1 и давление всасывания p_1 , то работа, совершаемая рабочим телом при всасывании равна

$$-p_1 F S_1 = -p_1 V_1.$$

Для 1 кг рабочего тела эта работа равна $-p_1 v_1$, где v_1 — удельный объем рабочего тела при параметрах всасывания в компрессор. Эта работа отри-

цательна, так как для компрессоров (как и для других нагнетателей) положительной считается з а т р а ч и в а е м а я работа. Работа затрачивается двигателем, вращающим вал компрессора.

Работа сжатия 1 кг рабочего тела

$$l_{1-2} = - \int_1^2 p \, dv.$$

Работа при выталкивании 1 кг рабочего тела равна $p_2 v_2$, где p_2 — давление нагнетания; v_2 — удельный объем рабочего тела в конце сжатия.

Графически работа $p_1 V_1$ при всасывании всей массы рабочего тела изображается площадью $0-1-b-a$ (см. рис. 1.49, б); работа изотермического сжатия — площадью $b-1-2'-e$; работа адиабатного сжатия — площадью $b-1-2''-c$; работа политропного сжатия — площадью $b-1-2-d$. Работа $p_2 V_2$ при выталкивании в зависимости от процессов сжатия изображается соответственно площадями: $e-2'-3-a$; $c-2''-3-a$; $d-2-3-a$. Из рисунка видно: положительная работа при сжатии и выталкивании численно больше отрицательной работы при всасывании, поэтому для получения сжатого газа или пара на компрессор надо затратить работу извне; затраченная работа за один оборот вала изображается в определенном масштабе площадью индикаторной диаграммы компрессора; работа, затрачиваемая при изотермическом сжатии, меньше, чем при адиабатном. Обычно в компрессорах имеет место процесс сжатия, который подчиняют уравнению политропы с показателем $n = 1,20 \div 1,25$.

Из рис. 1.52 видно, что в многоступенчатых компрессорах затрачиваемая работа меньше. Действительно, работа, затрачиваемая при одноступенчатом сжатии, изображается площадью $0-1-4'-5$, а при многоступенчатом — площадью $0-1-2-3-4-5$. Разность площадей (заштриховано) представляет выигрыш в затрате работы при переходе на многоступенчатую конструкцию.

Работа l , затрачиваемая на получение 1 кг сжатого рабочего тела в одноступенчатом компрессоре, определяется уравнением

$$l = -p_1 v_1 + p_2 v_2 + l_{1-2} = -p_1 v_1 + p_2 v_2 - \int_1^2 p \, dv = \int_1^2 v \, dp. \quad (1.211)$$

Уравнение это можно получить также из формулы (1.30), учитывая, что для поршневых компрессоров можно считать $c_1 = c_2$.

Для изотермического сжатия, принимая сжимаемое тело за идеальный газ, имеем

$$p_1 v_1 = p_2 v_2; \quad l_{1-2} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1};$$

следовательно,

$$l_{из} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (1.212)$$

Для адиабатного сжатия $l_{1-2} = +(u_2 - u_1)^*$, поэтому:

$$l_{ад} = -p_1 v_1 + p_2 v_2 + u_2 - u_1;$$

* В этом уравнении написан знак «плюс» потому, что, согласно принятому правилу знаков, работа сжатия в нагнетателях считается положительной. По этой же причине в уравнении (1.212) написано $\ln \frac{p_2}{p_1}$, а не $\ln \frac{p_1}{p_2}$.

$$l_{ad} = i_2 - i_1; \quad (1.213)$$

$$l_{ad} = c_p (T_2 - T_1). \quad (1.214)$$

Значение i_1 , i_2 и T_2 проще всего могут быть найдены с помощью is -диаграммы для соответствующего газа или пара. Если принять, что адиабатно сжимаемое тело представляет собой идеальный газ, то:

$$l_{ad} = -p_1 v_1 + p_2 v_2 + \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k-1} = (p_2 v_2 - p_1 v_1) \left(1 + \frac{1}{k-1} \right);$$

$$l_{ad} = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (1.215)$$

Имея в виду уравнение (1.98), получим

$$l_{ad} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (1.216)$$

Для политропного сжатия $l_{1-2} = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{n-1}$, и при тех же преобразованиях, что и для адиабатного процесса, считая $n = \text{const}$, получим:

$$l_{nol} = \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1); \quad (1.217)$$

$$l_{nol} = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (1.218)$$

Все формулы работы получены для компрессора, не имеющего вредного пространства. Однако эти формулы справедливы и для компрессора с вредным пространством. Действительно, сжатое рабочее тело, остающееся во вредном пространстве, расширяется, совершая работу. Но затем это количество рабочего тела сжимается, на что затрачивается работа. Разница в показателях политропы расширения и сжатия незначительна, а количество рабочего тела во вредном пространстве мало. Поэтому указанные работы расширения и сжатия почти равны и, следовательно, наличие вредного пространства почти не влияет на величину работы. В реальных условиях затрата работы на получение 1 кг сжатого рабочего тела увеличивается с увеличением вредного пространства, так как количество поступающего в компрессор рабочего тела уменьшается, а потери на один ход поршня приблизительно постоянны.

Работа, затрачиваемая на получение сжатого рабочего тела в каждой ступени многоступенчатого компрессора, при равенстве степеней повышения давления одинакова для всех ступеней. Это видно, в частности, из уравнения (1.218), если заменить в нем $p_1 v_1$ через RT_1 . Можно доказать, что именно при одинаковых степенях повышения давления в ступенях компрессора затрата работы на получение сжатого рабочего тела получается минимальной. Итак, затрата работы при z ступенях равна $z l$.

Здесь рассмотрены только поршневые компрессоры, так как термодинамические принципы у ротационных и турбокомпрессоров такие же. Подробно различные типы компрессоров рассмотрены во второй части.

ГЛАВА II

ИДЕАЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 55. Общий принцип работы двигателей внутреннего сгорания

Тепловые двигатели, работа которых происходит за счет энергии топлива, сжигаемого в цилиндре двигателя, называются двигателями внутреннего сгорания (д. в. с.). Применяется жидкое и газообразное топливо.

В зависимости от принципа действия д. в. с. принимают, что сгорание топлива в них теоретически происходит или при постоянном объеме ($v = \text{const}$), или при постоянном давлении ($p = \text{const}$), или сначала при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении.

В двигателях со сгоранием топлива при постоянном объеме в цилиндр поступает горючая смесь — смесь воздуха с топливом. Смесь сжимается движущимся поршнем, в конце сжатия поджигается электрической искрой и сгорает. Образующиеся продукты сгорания — газы, имея высокое давление, расширяются, перемещая поршень и совершая работу, после чего выбрасываются из цилиндра, и рабочий процесс двигателя повторяется.

Если горючая смесь, поступающая в двигатель, представляет собой смесь жидкого топлива с воздухом и образуется в карбюраторе, двигатель называется карбюраторным. Если же горючая смесь является смесью газообразного топлива с воздухом, то двигатель называется газовым.

В двигателях со сгоранием топлива при постоянном давлении в цилиндр поступает чистый воздух, который затем сжимается движущимся поршнем. Температура воздуха повышается при этом до $600\text{--}650^\circ\text{C}$. Теоретически в конце сжатия в цилиндр впрыскивается мелко распыленное жидкое топливо, которое воспламеняется и сгорает вследствие высокой температуры воздуха. Сгорание топлива происходит при движении поршня, поэтому давление в цилиндре в процессе сгорания теоретически не изменяется. Продукты сгорания расширяются, производя работу. После этого отработавшие газы удаляются из цилиндра, и рабочий процесс двигателя повторяется. По такому принципу работают компрессорные дизели.

В современных бескомпрессорных дизелях часть топлива, впрыскиваемого в сжатый до $600\text{--}650^\circ\text{C}$ воздух, воспламеняется и сгорает теоретически при постоянном объеме. Другая же часть впрыскиваемого топлива сгорает при постоянном давлении. Продукты сгорания, расширяясь, производят работу и затем удаляются из цилиндра.

Как видно из изложенного, в д. в. с. не осуществляются замкнутые процессы, т. е. циклы. Кроме того, процессы, происходящие в двигателях, не являются обратимыми (реальное сгорание, расширение и сжатие с конечными скоростями и т. п.). Анализ работы, выявление основных факторов, влияющих на экономичность, и, наконец, сравнение между собой таких двигателей представляется затруднительным. Поэтому рассматриваются воображаемые идеальные двигатели, все процессы в которых принимаются обратимыми и образующими в совокупности идеальный цикл. В таком цикле взамен сгорания рассматривается обратимый процесс подвода извне тождественного количества тепла к идеальному газу, а взамен выпуска отработавших газов — обратимый процесс отвода тождественного количества тепла от идеального газа. Количество идеального газа в цикле равно 1 кг.

Поскольку при переходе к идеальным циклам сгорание в д. в. с. заменяется обратимым процессом подвода тождественного количества тепла к идеальному газу, рассматриваются следующие идеальные циклы д. в. с.: цикл со смешанным подводом тепла, т. е. цикл с подводом тепла при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении; цикл с подводом тепла при постоянном давлении; цикл с подводом тепла при постоянном объеме.

§ 56. Цикл со смешанным подводом тепла

Цикл этот, изображенный в pV - и TS -диаграммах на рис. 1.53, протекает следующим образом. Газ сжимается при постоянной энтропии — линия 1—2. Затем газ подогревается сначала при постоянном объеме с подводом количества тепла q_1' — линия 2—3', а потом при постоянном давлении с подводом количества тепла q_1'' — линия 3'—3. После этого газ расширяется при постоянной энтропии — линия 3—4 и, наконец, охлаждается при постоянном объеме с отводом количества тепла q_2 — линия 4—1. Цикл замыкается

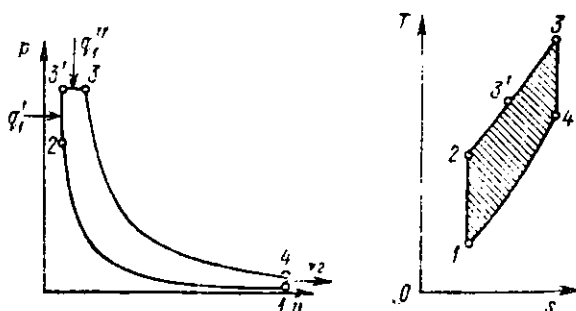


Рис. 1.53. Идеальный цикл д. в. с. со смешанным подводом тепла

в точке 1. Рассмотренный цикл является идеальным циклом бескомпрессорных дизелей.

Термический к. п. д. цикла

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

Так как подводимое в этом цикле к рабочему телу количество тепла $q_1 = q_1' + q_1''$, то

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''}.$$

Считая теплоемкости идеального газа величинами постоянными, можно написать [см. рис. 1.53 и формулы (1.82) и (1.86)]:

$$q_1' = c_v(T_{3'} - T_2); \quad q_1'' = c_p(T_3 - T_{3'}); \quad q_2 = c_v(T_4 - T_1)^*.$$

Следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_{3'} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3'})}; \quad \eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_{3'} - T_2 + \kappa(T_3 - T_{3'})}. \quad (a)$$

В качестве характеристик циклов д. в. с. вводятся следующие понятия (рис. 1.53).

Отношение объема в начале сжатия к объему в конце сжатия называется степенью сжатия $\varepsilon = V_1/V_2$.

Отношение объема в конце подвода тепла к объему в начале подвода тепла называется степенью предварительного расширения $\rho = V_3/V_2$.

Отношение давления в конце подвода тепла к давлению в начале подвода тепла называется степенью повышения давления $\lambda = p_3/p_2$.

С помощью характеристик ε , ρ , λ можно выразить все температуры, входящие в уравнение (a), через температуру T_1 . Действительно, в изоэнтальпном процессе 1—2:

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

В изохорном процессе 2—3':

$$\frac{T_{3'}}{T_2} = \frac{p_{3'}}{p_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda; \quad T_{3'} = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

В изобарном процессе 3'—3:

$$\frac{T_3}{T_{3'}} = \frac{V_3}{V_{3'}} = \frac{V_3}{V_2} = \rho; \quad T_3 = T_{3'} \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho.$$

* Напоминаем, что в формулу термического к. п. д. q_2 входит по абсолютной величине.

В изоэнтропном процессе 3—4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1}.$$

Но $V_4 = V_1$ и $V_3 = \rho V_2$, следовательно:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{\rho V_2}{V_1} \right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}; \quad T_4 = T_3 \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \rho^k \lambda.$$

Подставляя полученные выражения в формулу (а), получим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho^k \lambda - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1} + k(T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho - T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda)}.$$

Отсюда

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + \lambda k (\rho - 1)}. \quad (1.219)$$

Из уравнения (1.219) видно, что η_t растет с ростом ε и k . Зависимость η_t от λ и ρ дана на рис. 1.54, построенном для $\varepsilon = 16$ и $k = 1,4$. Как видим, η_t растет с увеличением λ и с уменьшением ρ . Однако выше определенного значения λ рост η_t замедляется. В то же время высокие значения λ сопровождаются высокими максимальными давлениями в цикле. Поэтому применяются оптимальные значения λ (см. стр. 235).

С уменьшением ρ при данной степени повышения давления увеличивается η_t , но одновременно уменьшается площадь цикла, а следовательно, уменьшается работа, получаемая на единицу объема цилиндра. Поэтому чрезмерное уменьшение ρ может привести к уменьшению общей экономичности двигателя, вследствие чего применяются оптимальные значения ρ (см. стр. 235).

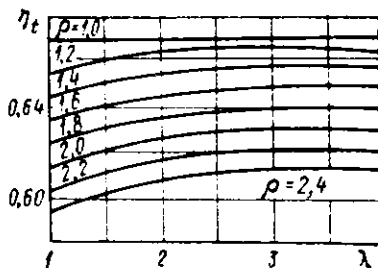


Рис. 1.54. Диаграмма термического к. п. д. цикла д. в. с. со смешанным подводом тепла

§ 57. Цикл с подводом тепла при постоянном давлении

Этот цикл, представленный в $p-v$ - и Ts -диаграммах на рис. 1.55, протекает следующим образом. Газ сжимается при постоянной энтропии — процесс 1—2. В конце сжатия к газу подводится количество тепла q_1 благодаря чему он расширяется — изобарный процесс 2—3. Затем газ продолжает расширяться, но уже при постоянной энтропии — процесс 3—4, после чего охлаждается — изохорный процесс 4—1. В последнем процессе от газа отводится количество тепла q_2 . Этот цикл является идеальным циклом компрессорных дизелей.

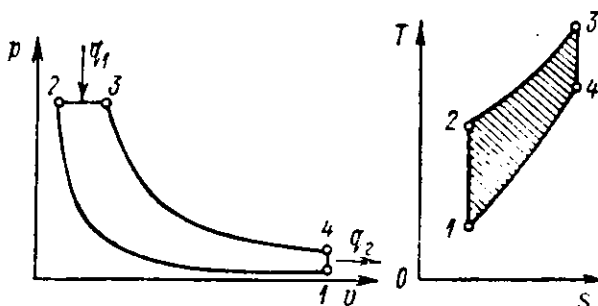


Рис. 1.55. Идеальный цикл д. в. с. с подводом тепла при постоянном давлении

В рассматриваемом цикле $\lambda = 1$. Поэтому основными характеристиками цикла являются степень сжатия ε и степень предварительного расширения ρ . Формулу термического к. п. д. этого цикла можно получить, положив

в уравнении (I.219) $\lambda = 1$:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}. \quad (\text{I.220})$$

Графическая зависимость η_t от ϵ , ρ и k дана на рис. I.56, из которого видно, что η_t растет с увеличением ϵ и k и с уменьшением ρ . В отношении ρ здесь справедливы все рассуждения, изложенные для предыдущего цикла, так как в данном цикле $\lambda = 1$.

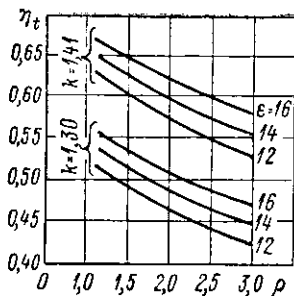


Рис. I.56. Диаграмма термического к. п. д. цикла д. в. с. с подводом тепла при постоянном давлении

§ 58. Цикл с подводом тепла при постоянном объеме

Цикл (рис. I.57) протекает следующим образом. После изотропного сжатия — процесс 1—2 — к газу подводится при постоянном объеме количество тепла q_1 — процесс 2—3. Затем происходит изотропное расширение газа — процесс 3—4 и изохорное его охлаждение с отводом количества тепла q_2 — процесс 4—1. Рассматриваемый цикл является идеальным циклом карбюраторных и газовых двигателей. В этом цикле $\rho = 1$, поэтому основными характеристиками цикла являются степень сжатия ϵ и степень повышения давления λ .

Формулу термического к. п. д. этого цикла можно получить, положив в уравнении (I.219) $\rho = 1$:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (\text{I.221})$$

Отсюда видно, что η_t цикла растет с увеличением ϵ и k . Графически эта зависимость дана на рис. I.58.

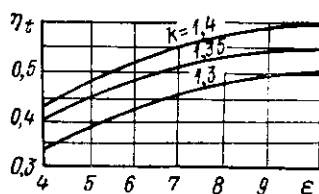
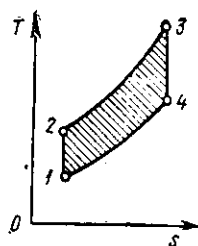
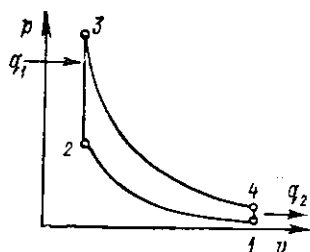


Рис. I.57. Идеальный цикл д. в. с. с подводом тепла при постоянном объеме

Рис. I.58. Диаграмма термического к. п. д. цикла д. в. с. с подводом тепла при постоянном объеме

Пример. Рассчитать идеальный цикл со смешанным подводом тепла по следующим данным (см. рис. I.53): $p_1 = 0,1$ МПа (1,02 кгс/см²); $t_1 = 40^\circ\text{C}$; $\epsilon = 14$; $\rho = 1,7$; $\lambda = 1,4$; $k = 1,4$. Рабочее вещество — идеальный газ с газовой постоянной $R = 300$ Дж/(кг·К). Расчет ведем для 1 кг рабочего тела.

Определяем параметры в основных точках цикла. Удельный объем в точке 1

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{300 \cdot 313}{0,1 \cdot 10^6} = 0,94 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление в точке 2

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \epsilon^k = 0,1 \cdot 14^{1,4} = 3,96 \text{ МПа} = 40,4 \text{ кгс/см}^2.$$

Удельный объем в точке 2

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = \frac{0,94}{14} = 0,067 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура в точке 2

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{3,96 \cdot 10^6 \cdot 0,067}{300} = 885 \text{ К}; \quad t_2 = 612^\circ \text{С}.$$

Удельный объем в точке 3'

$$v_{3'} = v_2 = 0,067 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление в точке 3'

$$\frac{p_{3'}}{p_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda; \quad p_{3'} = p_2 \lambda = 3,96 \cdot 1,4 = 5,55 \text{ МПа} = 56,6 \text{ кгс/см}^2.$$

Температура в точке 3'

$$T_{3'} = T_2 \lambda = 885 \cdot 1,4 = 1240 \text{ К}; \quad t_{3'} = 967^\circ \text{С}.$$

Удельный объем в точке 3

$$v_3 = \rho v_{3'} = 1,7 \cdot 0,067 = 0,114 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура в точке 3:

$$\frac{T_3}{T_{3'}} = \frac{v_3}{v_{3'}} = \frac{v_3}{v_2} = \rho; \quad T_3 = T_{3'} \rho = 1240 \cdot 1,7 = 2110 \text{ К}; \quad t_3 = 1837^\circ \text{С}.$$

Давление в точке 3

$$p_3 = p_{3'} = 5,55 \text{ МПа} = 56,6 \text{ кгс/см}^2.$$

Удельный объем в точке 4

$$v_4 = v_1 = 0,94 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура в точке 4

$$T_4 = 2110 \left(\frac{0,114}{0,94} \right)^{0,4} = 910 \text{ К}; \quad t_4 = 637^\circ \text{С}.$$

Давление в точке 4

$$p_4 = \frac{RT_4}{v_4} = \left(\frac{300 \cdot 910}{0,94 \cdot 10^6} \right) = 0,29 \text{ МПа} = 2,96 \text{ кгс/см}^2.$$

Рассчитываем работу в цикле. Работа в изоэнтальпическом процессе 1—2

$$l_{1-2} = \frac{R(T_1 - T_2)}{k - 1} = \frac{300(313 - 885)}{1,4 - 1} = -430\,000 \text{ Дж} = -430 \text{ кДж}.$$

Работа в изохорном процессе 2—3'

$$l_{2-3'} = 0.$$

Работа в изобарном процессе 3'—3

$$l_{3'-3} = 300(2110 - 1240) = 261\,000 \text{ Дж} = 261 \text{ кДж}.$$

Работа в изоэнтальпическом процессе 3—4

$$l_{3-4} = \frac{R(T_3 - T_4)}{k - 1} = \frac{300(2110 - 910)}{1,4 - 1} = 900\,000 \text{ Дж} = 900 \text{ кДж}.$$

Работа в изохорном процессе 4—1

$$l_{4-1} = 0.$$

Работа в цикле

$$l_0 = -430 + 261 + 900 = 731 \text{ кДж}$$

Определяем количество тепла, подведенного в цикле. Теплота в процессе 2—3',

$$q_1' = c_v(T_{3'} - T_2) = \frac{R(T_{3'} - T_2)}{k - 1} = \frac{300(1240 - 885)}{1,4 - 1}$$

Тепло, подведенное в изобарном процессе $3'-3$,

$$q_1'' = c_p (T_3 - T_{3'}) = k c_p (T_3 - T_{3'}) = \frac{kR}{k-1} (T_3 - T_{3'}) = \\ = \frac{1,4 \cdot 300}{0,4} (2110 - 1240) = 913,5 \text{ кДж.}$$

Тепло, подведенное в цикле.

$$q_1 = q_1' + q_1'' = 266,3 + 913,5 = 1179,8 \text{ кДж.}$$

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{l_n}{q_1} = \frac{731,0}{1179,8} = 0,62.$$

Термический к. п. д. можно определить и по уравнению (1.219):

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda p^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(p-1)} = 1 - \frac{1}{14^{0,4}} \cdot \frac{1,4 \cdot 1,7^{1,4} - 1}{1,4 - 1 + 1,4 \cdot 1,4(1,7 - 1)} = 0,62.$$

ГЛАВА 12

ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

§ 59. Идеальный цикл со сгоранием при постоянном давлении

Наиболее распространенным типом газотурбинных установок со сгоранием топлива при постоянном давлении являются установки с разомкнутым процессом. В них сжигается жидкое или газообразное топливо. Упрощенная схема наиболее простой газотурбинной установки такого типа дана на рис. 1.59.

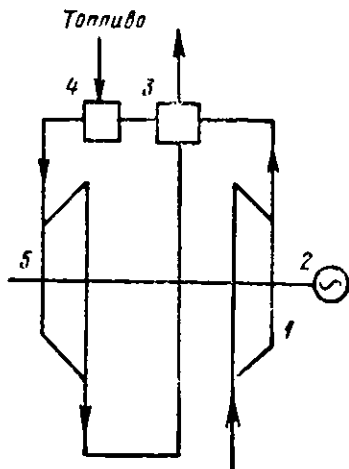


Рис. 1.59. Схема простой газотурбинной установки со сгоранием при постоянном давлении

В компрессор 1 поступает атмосферный воздух, который сжимается и подается в камеру сгорания 4, куда подается и топливо. Газы, образующиеся в результате сгорания топлива при постоянном давлении, имеют высокую температуру. Для снижения температуры они смешиваются с воздухом, идущим от компрессора, и с заданной температурой поступают в газовую турбину 5. Отработавшие газы удаляются в атмосферу. Компрессор приводится газовой турбиной. Работа, получаемая на валу турбины, за вычетом затраты на привод компрессора передается электрическому генератору 2.

Для возможности термодинамического анализа рассматривается идеальный цикл этой установки. На рис. 1.60 этот цикл изображен в p - v - и T - s -диаграммах. Процесс 1—2 изображает изэнтропное сжатие 1 кг идеального газа, что соответствует процессу в компрессоре. В процессе 2—3 подводится некоторое количество тепла к газу при постоянном давлении (в камере сгорания). В процессе 3—4 происходит изэнтропное расширение газа (в турбине). В процессе 4—1 от газа отводится некоторое количество тепла при постоянном давлении; этот процесс заменяет охлаждение отработавших газов в атмосфере.

Термический к. п. д. цикла

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

Но при постоянных теплоемкостях идеального газа абсолютные значения q_2 и q_1 соответственно равны:

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

Следовательно,

$$\eta_k = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}. \quad (a)$$

Отношение объема v_1 в начале изэнтропного сжатия к объему v_2 в конце его представляет собой степень сжатия $\varepsilon = v_1/v_2$. Отношение давления p_2 в конце изэнтропного сжатия к давлению p_1 в начале его есть

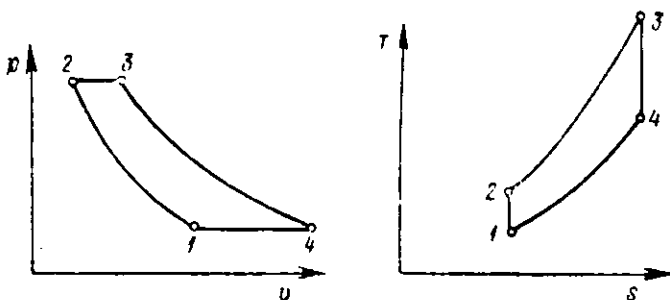


Рис. 1.60. Идеальный цикл газотурбинной установки со сгоранием при постоянном давлении

степень повышения давления $\beta = p_2/p_1$. Пользуясь этими характеристиками, можно для изэнтропного процесса 1—2 написать:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}; \quad (б)$$

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

В изэнтропном процессе 3—4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Так как $p_4 = p_1$ и $p_3 = p_2$, то и сопоставления уравнений имеем:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}; \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}.$$

Следовательно, из уравнения (а) получим $\eta_k = 1 - \frac{T_1}{T_2}$. Заменяя здесь отношение T_1/T_2 его значениями из уравнений (б) и (в), имеем окончательно:

$$\eta_k = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}; \quad (1.222)$$

$$\eta_k = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (1.223)$$

Отсюда видно, что η_k рассматриваемого цикла зависит только от k и ε или β и растет с увеличением этих величин.

§ 60. Идеальный цикл со сгоранием при постоянном давлении и с регенерацией тепла

С целью повышения к. п. д. в схему рассмотренной выше установки включается регенератор 3 (см. рис. 1.59). Он представляет собой теплообменник, в котором воздух, идущий от компрессора в камеру сгорания, обогревается отработавшими газами, уходящими из турбины в атмосферу. Вследствие частичного использования энергии отработавших газов к. п. д. установки повышается.

Идеальный цикл рассматриваемой установки в $p-v$ и Ts -диаграммах дан на рис. 1.61. Линия 1—2 изображает изэнтропное сжатие идеального газа (в компрессоре); линия 2—3 — изобарный подвод тепла к газу (в регенераторе); линия 3—4 — изобарный подвод тепла к газу (в камере сгорания); линия 4—5 — изэнтропное расширение газа (в турбине); линия 5—6 — изобарный отвод тепла от газа (в регенераторе); линия 6—1 — изобарный отвод тепла от газа (в атмосфере).

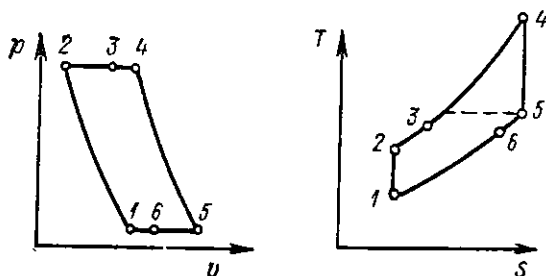


Рис. 1.61. Идеальный цикл газотурбинной установки со сгоранием при постоянном давлении и регенерацией тепла

Отношение количества тепла, полученного воздухом в регенераторе, к количеству тепла, необходимого для нагрева воздуха до температуры отработавших в турбине газов, называется степенью регенерации σ . Так как температура

нагретого воздуха, покидающего регенератор, практически всегда меньше температуры отработавших газов, покидающих турбину, то $\sigma < 1$. В соответствии с рис. 1.61

$$\sigma = \frac{T_3 - T_2}{T_5 - T_2}.$$

Определим термический к. п. д. цикла. Количество тепла, подведенного в цикле (от верхних источников тепла), составляет

$$q_1 = c_p (T_4 - T_3) = c_p [(T_4 - T_2) - (T_3 - T_2)] = c_p [(T_4 - T_2) - \sigma (T_5 - T_2)].$$

Количество тепла, отведенного в цикле (в нижние источники тепла), меньше, чем в цикле без регенерации, на величину количества тепла, отдаваемого на нагрев в регенераторе, т. е. на величину $c_p (T_3 - T_2)$. Поэтому количество тепла, отводимого в цикле, будет

$$q_2 = c_p [(T_5 - T_1) - (T_3 - T_2)] = c_p [(T_5 - T_1) - \sigma (T_5 - T_2)].$$

Термический к. п. д. цикла

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

Обозначим отношение максимальной и минимальной температур в цикле через

$$\delta = \frac{T_4}{T_1}. \quad (б)$$

Выразим все температуры, входящие в уравнение (а), через температуру T_1 . В изэнтропном процессе 1—2

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

Из уравнения (б): $T_4 = T_1 \delta$. В изоэнтропном процессе 4—5

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{p_5}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Так как $p_5 = p_1$ и $p_4 = p_2$, то

$$T_5 = T_4 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_4}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} T_1.$$

Подставляя полученные значения температур в уравнение (а), получим

$$\begin{aligned} \eta_k &= 1 - \frac{T_1 \frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1 - \sigma \left(T_1 \frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}{T_1 \delta - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} - \sigma \left(\frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} T_1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} T_1 \right)} = \\ &= 1 - \frac{T_1 \left(\frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - 1 \right) - \sigma T_1 \left(\frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}{T_1 \left(\delta - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right) - \sigma T_1 \left(\frac{\delta}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \end{aligned}$$

Умножая числитель и знаменатель последнего уравнения на $\beta^{\frac{k-1}{k}}$, получим окончательно

$$\eta_k = 1 - \frac{\left(\delta - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right) - \sigma \left(\delta - \beta^{2 \frac{k-1}{k}} \right)}{\beta^{\frac{k-1}{k}} \left(\delta - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right) - \sigma \left(\delta - \beta^{2 \frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (I.224)$$

При отсутствии регенерации $\sigma = 0$ и уравнение (I.224) переходит в уравнение (I.223) для цикла без регенерации.

Как видим, термический к. п. д. цикла газотурбинной установки со сгоранием при $p = \text{const}$ и с регенерацией тепла зависит при заданном значении δ от степени регенерации σ и от степени повышения давления β . На рис. I.62 представлена зависимость η_k от σ для некоторых значений β .

Из рисунка видно, что η_k увеличивается с ростом σ , причем это увеличение более значительно при сравнительно небольших значениях β .

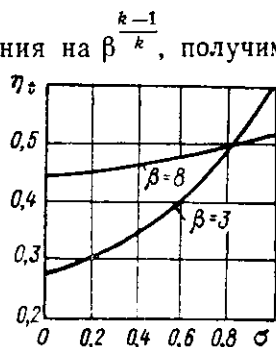


Рис. I.62. Зависимость η_k от σ при некоторых значениях β для цикла газотурбинной установки со сгоранием при $p = \text{const}$

§ 61. Цикл со сгоранием при постоянном давлении с учетом потерь

В идеальном цикле газотурбинной установки пренебрегается как обратимый адиабатный (изоэнтропный) процесс расширения в турбине является процессом с трением и завихрениями. При этом часть кинетической энергии потока, воспринимаемая потоком, вследствие трения в конце расширения оказываются больше

этих величин при одинаковом конечном давлении и одинаковом начальном состоянии. Поэтому действительный процесс расширения в турбине изображается на рис. 1.63 линией 3—4, а теоретический (изоэнтروпный) — линией 3—4'. В компрессоре также действительный процесс сжатия является необратимым, а энтропия и энтальпия в конце сжатия оказываются больше теоретических при одинаковом конечном давлении и одинаковом начальном состоянии газа. На рис. 1.63 действительный процесс сжатия изображен линией 1—2, а теоретический — линией 1—2'.

Техническая работа, совершаемая 1 кг газа в цилиндре турбины и называемая внутренней работой, при одинаковых скоростях при входе и выходе и $q_{0-1} = 0$, согласно уравнению (1.25), равна $l_i^T = i_3 - i_4$ (рис. 1.63). Техническая работа в изоэнтропном процессе $l_0^T = i_3 - i_{4'}$. Отношение

$$\eta_{0i} = \frac{l_i^T}{l_0^T} = \frac{i_3 - i_4}{i_3 - i_{4'}}. \quad (1.225)$$

называется внутренним относительным к. п. д. турбины. При постоянных теплоемкостях газа

$$\eta_{0i} = \frac{c_p (T_3 - T_4)}{c_p (T_3 - T_{4'})} = \frac{T_3 - T_4}{T_3 - T_{4'}}.$$

Следовательно, можно написать

$$\begin{aligned} l_i^T &= i_3 - i_4 = (i_3 - i_{4'}) \eta_{0i} = c_p (T_3 - T_4) = \\ &= c_p (T_3 - T_{4'}) \eta_{0i}. \end{aligned} \quad (1.226)$$

Рис. 1.63. Цикл газотурбинной установки со сгоранием при $p = \text{const}$ с учетом потерь

Техническая работа l_i^* , затрачиваемая на получение сжатого газа в цилиндре реального компрессора, вследствие наличия потерь больше технической ра-

боты l_{ad}^* , затрачиваемой в цилиндре компрессора с обратимым адиабатным процессом сжатия, при одинаковом конечном давлении и одинаковом начальном состоянии. Отношение l_{ad}^* к l_i^* представляет собой внутренний относительный к. п. д. компрессора, называемый внутренним адиабатным к. п. д. компрессора:

$$\eta_{i ad} = l_{ad}^* / l_i^*.$$

Если скорости газа при входе и выходе равны и теплоемкость его постоянна, то:

$$l_{ad}^* = i_{2'} - i_1 = c_p (T_{2'} - T_1); \quad l_i^* = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1);$$

$$\eta_{i ad} = \frac{l_{ad}^*}{l_i^*} = \frac{i_{2'} - i_1}{i_2 - i_1} = \frac{c_p (T_{2'} - T_1)}{c_p (T_2 - T_1)} = \frac{T_{2'} - T_1}{T_2 - T_1};$$

$$l_i^* = \frac{c_p (T_{2'} - T_1)}{\eta_{i ad}}. \quad (1.227)$$

Полезная (внутренняя) работа газотурбинной установки

$$\begin{aligned} l_i &= l_i^T - l_i^* = c_p (T_3 - T_{4'}) \eta_{0i} - c_p (T_{2'} - T_1) \frac{1}{\eta_{i ad}} = \\ &= c_p T_3 \left(1 - \frac{T_{4'}}{T_3} \right) \eta_{0i} - c_p T_{2'} \left(1 - \frac{T_1}{T_{2'}} \right) \frac{1}{\eta_{i ad}}. \end{aligned} \quad (1.228)$$

В изоэнтروпных процессах 1—2' и 3—4'

$$\frac{T_1}{T_{2'}} = \frac{T_{4'}}{T_3} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$$

Имея в виду формулу (1.223) для термического к. п. д. идеального цикла ГТУ, можно написать

$$\frac{T_1}{T_{2'}} = \frac{T_{4'}}{T_3} = 1 - \eta_k.$$

Тогда уравнение (1.228) запишется в виде

$$l_i = c_p T_3 \eta_i \eta_{oi} - c_p T_{2'} \eta_i \frac{1}{\eta_{i ad}}.$$

Отношение внутренней работы l_i к подведенному теплу q_1 называется внутренним к. п. д. газотурбинной установки η_i . Так как $q_1 = c_p (T_3 - T_2) \frac{1}{\eta_{k.c}}$, где $\eta_{k.c}$ — к. п. д. камеры сгорания ($\eta_{k.c} = 0,97 \div 0,99$), то:

$$\eta_i = \frac{l_i}{q_1} = \frac{T_3 \eta_i \eta_{oi} - T_{2'} \eta_i \frac{1}{\eta_{i ad}}}{T_3 - T_2} \eta_{k.c};$$

$$\eta_i = \eta_k \frac{T_3 \eta_{oi} - \frac{T_{2'}}{\eta_{i ad}}}{T_3 - T_2} \eta_{k.c}. \quad (1.229)$$

Из этого уравнения видно, что внутренний к. п. д. газотурбинной установки η_i зависит от T_3 , η_{oi} , $\eta_{i ad}$, $T_{2'}$. Но так как $T_{2'} = T_1 \beta$, то η_i зависит также от T_1 и β . Таким образом, $\eta_i = f(T_3, \eta_{oi}, \eta_{i ad}, T_1, \beta)$. Зависимость η_i от указанных величин рассматривается во второй части книги (см. стр. 217).

§ 62. Идеальный цикл со сгоранием при постоянном объеме

Схема установки показана на рис. 1.64. Компрессор 7 подает сжатый воздух через клапан 2 в камеру сгорания 5. Через клапан 3 в эту же камеру насосом 4 подается топливо. Электрической искрой смесь воспламеняется и сгорает при постоянном объеме. Давление в камере растет. Под действием

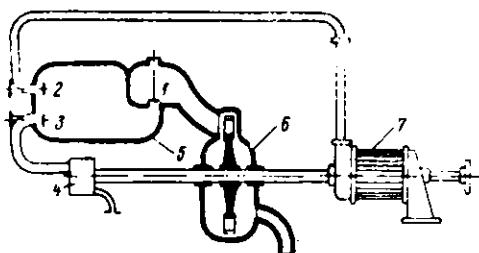


Рис. 1.64. Схема газотурбинной установки со сгоранием при постоянном объеме

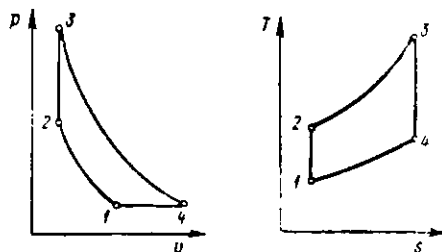


Рис. 1.65. Идеальный цикл газотурбинной установки со сгоранием при постоянном объеме

давления поднимается клапан 1, и газы из камеры сгорания поступают в турбину 6. Отработавшие газы уходят в атмосферу. По мере истечения газа давление в камере сгорания падает, так что турбина работает с переменным начальным давлением. Когда давление в камере упадет до определенной величины, открывается клапан 2 и воздух от компрессора продувает камеру сгорания, проходя затем через турбину и охлаждая ее. Далее клапаны 2

и 1 закрываются, и камера сгорания оказывается заполненной свежим воздухом. Тогда открывается клапан 3, в камеру поступает топливо, и процесс повторяется. Одну турбину обычно обслуживают несколько камер сгорания со сдвинутыми одна относительно другой фазами процесса. Поэтому газ поступает на лопатки турбины непрерывно. Управление клапанами совершается особым распределительным механизмом, открывающим и закрывающим их в нужные моменты времени.

Идеальный цикл этой установки в p - и T -диаграммах приведен на рис. 1.65. Линия 1—2 изображает процесс изоэнтропного сжатия идеального газа, соответствующий процессу в компрессоре. Линия 2—3 изображает изохорный процесс подвода тепла к газу в камере сгорания. Процесс изоэнтропного расширения газа в турбине изображается линией 3—4. Процесс изобарного отвода тепла от идеального газа, заменяющий процесс отдачи тепла отработавшими газами атмосферному воздуху, изображается линией 4—1. Конструктивно установки со сгоранием при $v = \text{const}$ сложнее установок со сгоранием при $p = \text{const}$, поэтому последние получили наибольшее распространение.

ГЛАВА 13

2 ЦИКЛЫ ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

§. 63. Основной цикл паротурбинных установок — цикл Ренкина

Принципиальная схема простой конденсационной паротурбинной (паросиловой) установки дана на рис. 1.66. В паровом котле 1 образуется насыщенный пар с давлением p_0 , который в перегревателе 2 перегревается при неизменном давлении до температуры t_0 . Перегретый пар поступает в паровую турбину 3, где расширяется, производя работу. Последняя преобразуется

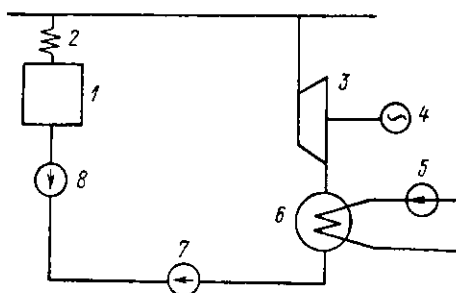


Рис. 1.66. Принципиальная схема конденсационной паротурбинной установки

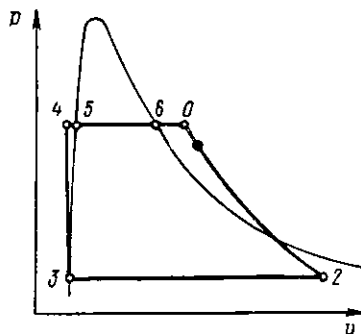


Рис. 1.67. Цикл Ренкина в p - v -диаграмме

в электрическую энергию генератором 4. Отработавший в турбине пар с давлением p_2 и температурой t_2 поступает в конденсатор 6, где при неизменных давлении и температуре превращается в конденсат. Для конденсации пара в конденсатор насосом 5 подается охлаждающая вода. Конденсат откачивается из конденсатора насосом 7 и подается в питательный бак (на схеме не показан). Отсюда питательным насосом 8 конденсат перекачивается в котел, где испаряется.

Идеальный цикл описанной конденсационной установки изображен в p - v -диаграмме на рис. 1.67 *. Все процессы цикла принимаются обратимыми

* Начальная точка цикла обозначена 0, а не 1, так как в книге параметры пара при входе в турбину (турбинную ступень) имеют индексы 0 (давление p_0 , энтальпия i_0 и т. д.).

и совершающимися неизменным количеством (1 кг) рабочего вещества. Цикл протекает следующим образом. Жидкость при постоянном давлении p_0 подогревается до кипения — процесс 4—5 — и испаряется — процесс 5—6. Сухой пар перегревается — изобарный процесс 6—0. Эти процессы соответствуют процессу в котлоагрегате. Перегретый пар расширяется в турбине до давления p_2 — изоэнтропный процесс 0—2. Отработавший пар конденсируется при давлении p_2 — изобарный процесс 2—3, что соответствует процессу в конденсаторе. Давление конденсата повышается насосом до величины p_0 — изоэнтропный процесс 3—4. Температура повышается при этом незначительно, поэтому в результате повышения давления конденсат перестает кипеть и получается некипящая жидкость, состояние которой изображается точкой 4. Ввиду практической несжимаемости жидкости изоэнтропный процесс 3—4 рассматривается одновременно как изохорный процесс. Цикл замыкается в точке 4. Описанный цикл называется **циклом Ренкина**.

Для не слишком высоких начальных давлений нижняя пограничная кривая в p - v -диаграмме почти не отличается от вертикали. В этом случае процесс 3—4 цикла идет по нижней пограничной кривой и точки 4 и 5 совпадают.

В T - s -диаграмме цикл Ренкина изображен на рис. 1.68. Линия 5—6 изображает изобарное и изотермическое испарение кипящей жидкости, линия 6—0 — изобарный перегрев сухого пара, линия 0—2 — изоэнтропное расширение перегретого пара, линия 2—3 — процесс конденсации отработавшего пара. В изоэнтропном процессе повышения давления жидкости от p_2 до p_0 изменение температуры невелико, поэтому, если считать температуру неизменной, точки 3 и 4 совместятся. Изобарный подогрев жидкости до кипения изобразится линией 4—5, идущей вдоль нижней пограничной кривой.

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_k = \frac{l_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}.$$

В рассматриваемом цикле тепло подводится к рабочему телу в изобарном процессе 4—5—6—0, а отводится от него в изобарном процессе 2—3. Количество тепла, подводимого к 1 кг рабочего тела, по формуле (1.23) составляет $q_1 = i_0 - i_4$. Количество тепла, отводимого от 1 кг рабочего тела, будет $q_2 = i_2 - i_3$. Следовательно, количество тепла, превращенного в работу в цикле, равно

$$l_0 = q_1 - q_2 = i_0 - i_2 - (i_4 - i_3). \quad (1.230)$$

Разность $i_4 - i_3$ представляет собой изменение энтальпии в изоэнтропном процессе сжатия в насосе; согласно уравнению (1.22)

$$i_4 - i_3 = \int_{p_2}^{p_0} v dp.$$

Процесс сжатия в насосе рассматривается одновременно как процесс изохорный, поэтому $v_3 = v_4 = v = \text{const}$. Следовательно,

$$i_4 - i_3 = v (p_4 - p_3).$$

Конденсат в точке 3 является кипящей жидкостью при давлении в конденсаторе p_2 . Поэтому, обозначая удельный объем конденсата при давлении p_2

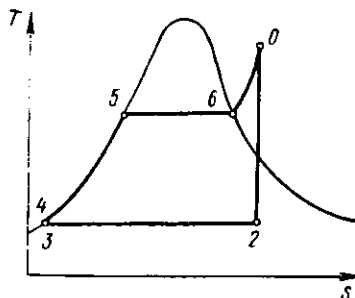


Рис. 1.68. Цикл Ренкина в T - s -диаграмме

через v_2 , а энтальпию конденсата через i_2 и имея в виду, что $p_4 = p_0$ и $p_3 = p_2$, можно написать:

$$v_2 = v_3 = v_4 = v; \quad i_4 - i_2 = v_2' (p_0 - p_2).$$

Отсюда

$$i_4 = i_2' + v_2' (p_0 - p_2); \quad (a)$$

тогда работа, получаемая в цикле,

$$l_0 = i_0 - i_2 - v_2' (p_0 - p_2).$$

Количество тепла, подводимого к рабочему телу в цикле,

$$q_1 = i_0 - i_2' - v_2' (p_0 - p_2). \quad (1.231)$$

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{i_0 - i_2 - v_2' (p_0 - p_2)}{i_0 - i_2' - v_2' (p_0 - p_2)}. \quad (1.232)$$

Если считать скорости жидкости до и после насоса одинаковыми, то разность $i_4 - i_3 = i_4 - i_2'$, согласно уравнению (1.25), равна технической работе l' , т. е. представляет собой работу, затрачиваемую на привод насоса. Обозначая эту работу l_n , можно, согласно уравнению (a), написать

$$l_n = v_2' (p_0 - p_2).$$

Пренебрегая для не очень высоких начальных давлений работой l_n , получим

$$\eta_t = \frac{i_0 - i_2}{i_0 - i_2'}. \quad (1.233)$$

§ 64. Влияние начальных параметров и конечного давления на термический к. п. д. цикла Ренкина

Энтальпия i_0 пара, поступающего в турбину, определяется начальным давлением пара p_0 и его температурой t_0 . При заданном начальном состоянии пара энтальпия отработавшего пара определяется его давлением p_2 . Энтальпия i_2' и удельный объем v_2' конденсата определяются давлением конденсата p_2 .

Таким образом, термический к. п. д. цикла Ренкина зависит от p_0 , t_0 и p_2 . Для определения значения η_t широко используется i -диаграмма. По начальным параметрам p_0 и t_0 наносится в диаграмме точка 0, характеризующая состояние пара при входе в турбину, и определяется энтальпия i_0 (рис. 1.69). От точки 0 проводится вертикальная линия до пересечения с изобарой p_2 в точке 2, и определяется энтальпия i_2 в конце изоэнтропного расширения пара в турбине. Энтальпия i_2' и удельный объем v_2' конденсата определяются по табл. 1—4 приложения II как энтальпия и удельный объем кипящей воды при давлении p_2 . По найденным значениям i_0 , i_2 , i_2' и v_2' вычисляется η_t по формуле (1.232).

Влияние одного из параметров p_0 , t_0 и p_2 на к. п. д. цикла Ренкина является путем серии расчетов при неизменных значениях двух других параметров. Рассчитанные подобным образом зависимости даны на рис. 1.70 и 1.71. Из рис. 1.70 видно, что η_t растет с повышением p_0 , причем наиболее значительный рост происходит до $p_0 \approx 88,2$ бар (90 кгс/см²). Затем этот рост несколько замедляется. Из этого же рисунка видно, что η_t при неизменных p_0 и p_2 растет с увеличением начальной температуры t_0 и тем интенсивнее, чем выше начальное давление пара.

Увеличение η с увеличением начального давления и начальной температуры пара объясняется увеличением средней температуры подвода тепла в цикле. Увеличение средней температуры с увеличением начального дав-

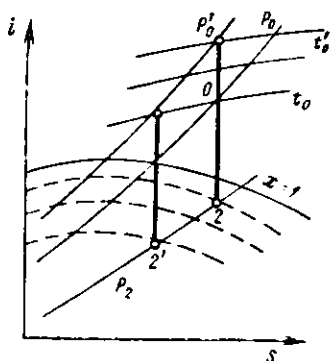


Рис. 1.69. К определению термического к. п. д. цикла Ренкина с помощью i - s -диаграммы

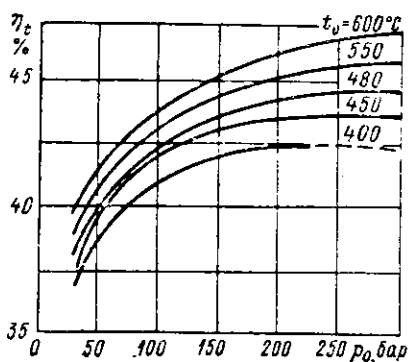


Рис. 1.70. Влияние начальных параметров на к. п. д. цикла Ренкина при неизменном конечном давлении ($p_2 = 0,039$ бар)

ления объясняется тем, что с повышением давления повышается температура насыщения, при которой производится подвод части тепла в цикле.

Выявленное влияние начальных параметров на экономичность паротурбинных установок объясняет тот факт, что современные паротурбинные установки строятся на высокие начальные параметры пара.

Влияние конечного давления (противодавления) на η при неизменных p_0 и t_0 (90 кгс/см² и 500°С) показано на рис. 1.71, откуда видно, что уменьшение p_2 вызывает значительное увеличение η , объясняемое уменьшением температуры отработавшего пара, т. е. температуры, при которой производится отвод тепла в цикле. Наивыгоднейшее значение p_2 определяется общей экономичностью установки. Современные крупные конденсационные паротурбинные установки работают обычно при $p_2 = 0,029 \div 0,064$ бар (0,030—0,065 кгс/см²).

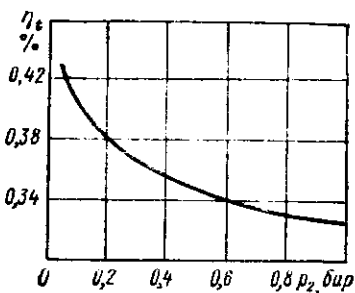


Рис. 1.71. Влияние противодавления на к. п. д. цикла Ренкина

§ 65. Цикл Ренкина с учетом потерь

Цикл Ренкина паротурбинной установки, в которой расширение пара в турбине и сжатие конденсата в насосе происходят необратимо, приведен в T - s -диаграмме на рис. 1.72. Процесс необратимого расширения в турбине, происходящий с ростом энтропии, изображен линией $0-2$, процесс изоэнтропного расширения — линией $0-2'$. Процесс изоэнтропного сжатия в насосе с учетом повышения температуры жидкости изображается линией $3-4'$; действительный необратимый процесс сжатия, сопровождающийся увеличением не только температуры, но и энтропии жидкости, изображается линией $3-4$.

Работа, получаемая в идеальном цикле Ренкина, согласно уравнению (1.230), равна разности технических работ, развиваемой турбиной и поглощаемой насосом. Так же обстоит дело и в реальном цикле. Но техническая работа, развиваемая турбиной (см. стр. 116), равна

$$l_t^T = i_0 - i_2 = (i_0 - i_{2'}) \eta_{01};$$

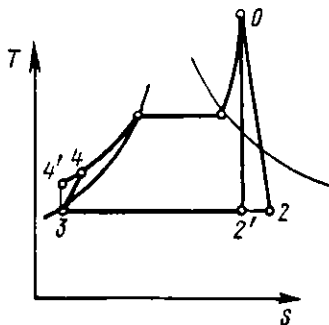
работа, затрачиваемая на привод насоса, равна

$$l'_i = i_4 - i_3 = (i_4' - i_3) \frac{1}{\eta_{0i}^*},$$

где η_{0i}^* — относительный внутренний к. п. д. насоса; следовательно, работа, получаемая в цикле Ренкина, с учетом потерь в турбине и насосе

$$l_i = l'_i - l''_i = (i_0 - i_2') \eta_{0i} - (i_4' - i_3) \frac{1}{\eta_{0i}^*}.$$

Работа, затрачиваемая на привод насоса и потери в нем, при отсутствии потерь в окружающую среду полностью передается жидкости, нагнетаемой насосом в котел, в форме энергии давления и тепла. Поэтому подвод тепла в цикле



$$q_1 = i_0 - i_3 - \frac{i_4' - i_3}{\eta_{0i}^*}.$$

Внутренний к. п. д. η_i рассматриваемой паротурбинной установки имеет тот же смысл, что и для газотурбинной установки (стр. 117) и равен

$$\eta_i = \frac{l_i}{q_1} = \frac{(i_0 - i_2') \eta_{0i} - (i_4' - i_3) \frac{1}{\eta_{0i}^*}}{i_0 - i_3 - \frac{i_4' - i_3}{\eta_{0i}^*}}.$$

Рис. 1.72. Цикл Ренкина с учетом потерь

§ 66. Цикл паротурбинных установок с промежуточным перегревом пара

Повышение начального давления пара при неизменной его температуре и определенном конечном давлении уменьшает степень сухости пара в конце расширения в турбине, т. е. увеличивает его конечную влажность. При переходе от давления p_0 к давлению p_0' при постоянной температуре t_0 (см. рис. 1.69) степень сухости пара в конце изотропного его расширения до давления p_2 уменьшается от значения в точке 2 до значения в точке 2'.

Между тем уменьшение степени сухости пара ниже определенного предела для паровых турбин недопустимо, так как происходит износ (эрозия) лопаток и, кроме того, ухудшается к. п. д. турбины. В силу этого допустимая степень влажности пара для последних ступеней турбин составляет 12—14% (степень сухости 88—86%).

Повышение начального давления при условии сохранения конечной влажности в допустимых пределах возможно при одновременном повышении начальной температуры пара. Так, повышение давления от p_0 до p_0' (см. рис. 1.69) с одновременным повышением температуры от t_0 до t_0' не изменяет конечную влажность пара. Однако повышение начальной температуры может производиться лишь до некоторого предела, обусловленного жаропрочностью металла оборудования.

При ограниченных значениях начальной температуры повышение начального давления с целью увеличения к. п. д. паротурбинных установок возможно вместе с принятием специальной меры к сохранению конечной влажности в допустимых границах. Такой мерой является промежуточный, или вторичный, перегрев пара.

Принципиальная схема паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара представлена на рис. 1.73. В котле 1 образуется насыщенный пар, который перегревается в первичном перегревателе 2. Перегретый пар поступает в турбину, где частично расширяется, производя работу в первых ее

ступенях 4. Отработавший частично пар направляется в промежуточный (вторичный) перегреватель 3, откуда после перегрева возвращается в турбину и расширяется в остальных ступенях 5. Отработавший пар поступает в конденсатор 7, где конденсируется. Конденсат насосом 8 перекачивается в котел. Вал турбины соединяется с валом генератора электрического тока 6.

Идеальный цикл рассматриваемой установки приведен на рис. 1.74. Линия 4—5—6 изображает изобарный подогрев конденсата и его полное испарение. Эти процессы соответствуют процессу в котле. Изобарный процесс 6—0 соответствует перегреву сухого насыщенного пара в первичном перегревателе, изоэнтропный процесс 0—2' — расширению перегретого пара в первых ступенях турбины, изобарный процесс 2'—0' — перегреву частично отработавшего пара в промежуточном перегревателе. Изоэнтропный процесс 0'—2 соответствует расширению перегретого в промежуточном перегревателе пара в остальных ступенях турбины, изобарный процесс 2—3 —

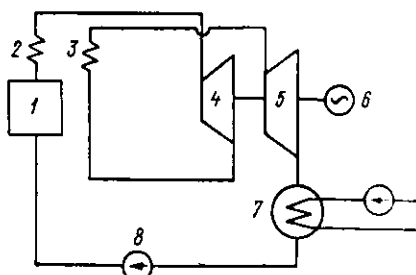


Рис. 1.73. Схема паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара

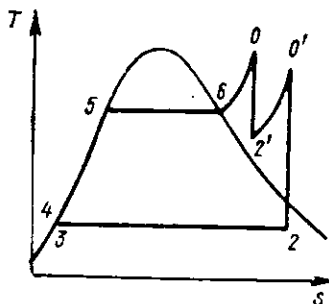


Рис. 1.74. Идеальный цикл паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара

конденсации отработавшего пара в конденсаторе. Давление конденсата повышается при постоянной энтропии, и, если пренебречь повышением его температуры, процесс, соответствующий повышению давления в насосе, изобразится совпадающими точками 3 и 4. Цикл замыкается в точке 4.

Определим термический к. п. д. цикла. В этом цикле тепло подводится к рабочему телу в изобарных процессах 4—5—6—0 и 2'—0', а отводится в изобарном процессе 2—3. Количество тепла, подведенного к 1 кг рабочего тела в процессе 4—5—6—0 и 2'—0' соответственно:

$$q'_1 = i_0 - i'_2; \quad \tilde{q}_1 = i_{0'} - i_{2'}.$$

Общее количество подведенного тепла

$$q_1 = q'_1 + \tilde{q}_1 = i_0 - i'_2 + i_{0'} - i_{2'}. \quad (I.234)$$

Количество тепла, отведенного от 1 кг рабочего тела в процессе 2—3, по абсолютной величине составляет $q_2 = i_2 - i'_2$.

Количество тепла, превращенного в работу в цикле,

$$l_0 = q_1 - q_2 = i_0 - i_2 + i_{0'} - i_{2'}.$$

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_{t. n} = \frac{i_0 - i_2 + i_{0'} - i_{2'}}{i_0 - i'_2 + i_{0'} - i_{2'}}. \quad (I.235)$$

Применение промежуточного перегрева не только исключает работу турбины в области недопустимой влажности, но и повышает примерно на 3—6% термический к. п. д. цикла паротурбинной установки вследствие повышения средней температуры подвода тепла.

Введение еще одного промежуточного перегрева, т. е. двукратный промежуточный перегрев, еще больше повышает экономичность. В Советском Союзе имеется ряд станций с различными схемами промежуточного перегрева.

§ 67. Цикл теплофикационных установок

Многие отрасли промышленности (химическая, текстильная, бумажная, пищевая и др.) нуждаются в паре давлением 3—21 бар для производственных целей. Кроме того, предприятия этих отраслей промышленности, так же как коммунальные предприятия и жилые дома, нуждаются в горячей воде температурой 60—80° С для бытовых целей и паре давлением 0,5—2,5 бар или горячей воде температурой 70—100° С для отопительных целей. Такие предприятия нуждаются также в электроэнергии.

Для удовлетворения нужд потребителей в паре, горячей воде и электроэнергии можно применить два способа.

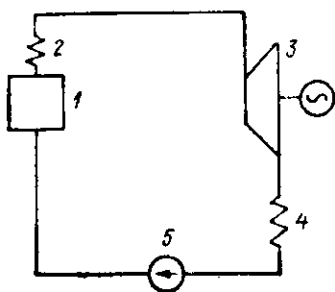


Рис. 1.75. Схема одного из вариантов теплофикационных установок

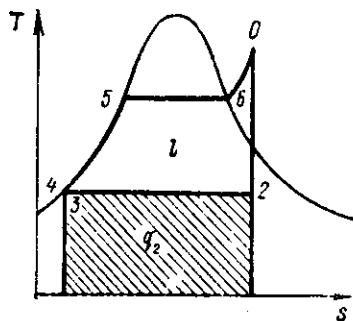


Рис. 1.76. Идеальный цикл одной из теплофикационных установок

1. Раздельная выработка электроэнергии, пара и горячей воды. При этом способе конденсационные турбины вырабатывают электроэнергию, а пар производят или те же котлы, которые питают турбины (при этом давление пара редукционными клапанами снижается до значения, нужного потребителю), или специально устанавливаемые котлы невысокого давления. Горячая вода получается в бойлерах, где подогрев осуществляется паром, отбираемым из котлов.

2. Комбинированная выработка электроэнергии, пара и горячей воды. Сущность этого способа заключается в том, что весь пар, отработавший в турбине, или часть пара после частичной работы в турбине идет на снабжение потребителей тепла. Вырабатываемая при этом электроэнергия также идет потребителям. Потребность в горячей воде удовлетворяется бойлерами, в которых вода подогревается паром, полностью или частично отработавшим в турбине.

Паротурбинные установки — тепловые электрические станции, служащие для раздельной выработки электроэнергии и тепла (пара, горячей воды) или только электроэнергии, называются конденсационными станциями. Если станции вырабатывают только электроэнергию, то тепло потребителям дают специально сооружаемые котельные.

Паротурбинные установки — тепловые станции, служащие для комбинированной выработки электроэнергии и тепла, называются теплофикационными станциями или теплоэлектроцентралями (ТЭЦ).

На конденсационных станциях подавляющая часть тепла отработавшего пара отдается в конденсаторах охлаждающей воде, которая затем выбрасывается, так как ввиду низкой температуры не может быть использована.

В теплофикационных установках тепло отработавшего пара используется потребителями пара и горячей воды, поэтому потери тепла меньше. Кроме того, на теплофикационных станциях тепло вырабатывается в котлах, зачастую имеющих более высокий к. п. д., чем менее совершенные котлы при раздельном способе снабжения потребителей. По указанным причинам теплофикационные установки обладают высокой экономичностью.

На рис. 1.75 представлена одна из схем теплофикационных установок. Водяной пар, образующийся в котле 1, перегревается в перегревателе 2 и поступает в турбину 3. После расширения в турбине пар поступает к тепловым потребителям 4, отдает им тепло и конденсируется. Конденсат насосом 5 перекачивается в котел, где подогревается до кипения и испаряется.

Идеальный цикл этой установки приведен на рис. 1.76. Линия 4—5—6 изображает изобарный подогрев конденсата и его испарение. В изобарном процессе 6—0' сухой пар перегревается. Эти процессы соответствуют процессу в котлоагрегате. Изэнтропный процесс 0—2 соответствует расширению перегретого пара в турбине, изобарный процесс 2—3 — конденсации отработавшего пара у потребителей тепла. Давление конденсата в точке 3 повышается при неизменной энтропии (в насосе). Конечная точка 4 процесса повышения давления совпадает с точкой 3, если пренебречь повышением температуры в процессе 3—4. Цикл замыкается в точке 4.

Сравним идеальный цикл теплофикационной установки с идеальным циклом обычной конденсационной установки. Пусть l — произведенная работа, а q_2 — количество тепла, отдаваемого потребителю в цикле теплофикационной установки. Тогда количество тепла, подводимого в цикле,

$$q_1^I = l + q_2.$$

Количество тепла, подводимого в цикле конденсационной установки для получения той же работы l , равно l/η_t , что следует из определения понятия термического к. п. д. цикла. Кроме этого количества должно быть передано тепловым потребителям такое же количество тепла q_2 , как и в теплофикационном цикле. Общее количество подводимого тепла при таком раздельном способе снабжения потребителей

$$q_1^P = \frac{l}{\eta_t} + q_2.$$

Поскольку всегда $\eta_t < 1$, то $q_1^P > q_1^I$, т. е. в цикле теплофикационной установки имеется выигрыш в подводе тепла, что подтверждает изложенное выше.

Эффективность теплофикационной установки оценивается иногда коэффициентом использования тепла K_u , под которым понимается отношение суммарного количества тепла, превращенного в работу (l) и переданного потребителям (q_2), к количеству тепла, подведенного в цикле (q_1):

$$K_u = \frac{l + q_2}{q_1}.$$

В реальных условиях $K_u = 0,65 \div 0,70$.

Рассмотрим два цикла (рис. 1.77): 4—5—6—0—2—3—4 и 4—5'—6'—0'—2—3—4. Количество тепла q_2 , переданного потребителю в обоих циклах, одинаково и изображается площадью $a-3-2-b$. Количество тепла, превращенного в работу l , изображается площадью цикла, а количество тепла,

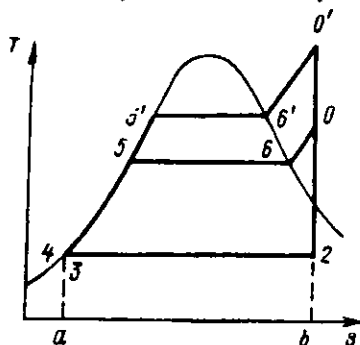


Рис. 1.77. Сравнение двух циклов теплофикационных установок

подведенного к рабочему телу, изображается соответственно площадями $a-3-4-5-6-0-b$ и $a-3-4-5'-6'-0'-b$. Как видим, коэффициент использования тепла K_u в обоих циклах одинаков и равен единице. Однако эти циклы не равнозначны. При одинаковом количестве отданного потребителям тепла в цикле $4-5'-6'-0'-2-3-4$ производится больше работы (механической энергии).

Если для удовлетворения общей потребности в механической энергии кроме теплофикационных участвуют и конденсационные турбины, как это обычно бывает, то чем больше механической энергии вырабатывается теплофикационными турбинами, тем меньше — конденсационными, а следовательно, меньше будет потери с охлаждающей водой в конденсаторах этих турбин. Таким образом, с точки зрения общего использования тепла цикл $4-5'-6'-0'-2-3-4$ является более эффективным, чем цикл $4-5-6-0-2-3-4$.

Поэтому в качестве важной характеристики теплофикационных установок рассматривается отношение $\zeta = l/q_2$, представляющее собой удельную выработку механической энергии на базе теплового потребления. Чем больше ζ , тем больше при данном q_2 количество выработанной механической энергии, тем выше эффективность теплофикационной установки.

Величина ζ растет с увеличением начальных параметров и уменьшением конечного давления в цикле. Это видно из рис. 1.77: цикл $4-5'-6'-0'-2-3-4$ с более высокими начальными параметрами, чем цикл $4-5-6-0-2-3-4$, имеет большее значение ζ . Если на рис. 1.77 опустить линию $2-3$, т. е. уменьшить конечное давление, то увеличится l , уменьшится q_2 и, следовательно, увеличится ζ .

Из приведенных выше формул с учетом выражения для ζ получим

$$q_1^p - q_1^i = \left(\frac{1}{\eta_i} - 1 \right) \zeta q_2.$$

Отсюда видно, что для повышения эффективности теплофикации наряду с повышением ζ следует стремиться к увеличению q_2 — количества тепла, отдаваемого потребителю.

§ 68. Регенеративный цикл

Рассмотрим обратимый цикл, состоящий из двух изотерм $1-2$ и $3-4$ и двух эквидистантных линий $2-3$ и $4-1$ (рис. 1.78). В процессе изотермического расширения $1-2$ к рабочему телу при температуре T_1 подводится от верхнего источника тепла количество тепла q_1 , а в изотермическом процессе $3-4$ от рабочего тела при температуре T_2 отводится в нижний источник тепла количество тепла q_2 . В процессе $2-3$, происходящем с уменьшением температуры и энтропии, рабочее тело отдает тепло бесчисленному множеству промежуточных источников тепла, температуры которых отличаются друг от друга на бесконечно малую величину. Общее количество отданного тепла определяется площадью $2-3-c-d$. В процессе $4-1$ увеличиваются температура и энтропия, и рабочее тело получает тепло от промежуточных источников тепла, в качестве которых можно использовать те же источники, которые применялись в процессе $2-3$. Количество тепла, получаемого рабочим телом, изображается площадью $4-1-b-a$. Поскольку линии $2-3$ и $4-1$ являются эквидистантными, площадь $2-3-c-d$ равна площади $4-1-b-a$ и, следовательно, количество тепла, отданного рабочим телом промежуточным источникам в процессе $2-3$, возвращается рабочему телу в процессе $4-1$.

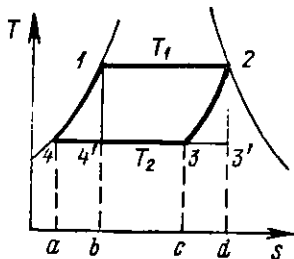


Рис. 1.78. Обобщенный цикл Карно

В процессе $2-3$. Количество тепла, получаемого рабочим телом, изображается площадью $4-1-b-a$. Поскольку линии $2-3$ и $4-1$ являются эквидистантными, площадь $2-3-c-d$ равна площади $4-1-b-a$ и, следовательно, количество тепла, отданного рабочим телом промежуточным источникам в процессе $2-3$, возвращается рабочему телу в процессе $4-1$.

Таким образом, в результате цикла промежуточные источники тепла возвращаются в свое начальное состояние. Они являются регенераторами тепла, получающими тепло в одной части цикла и возвращающими его в другой.

В конечном счете рабочее тело получает в этом цикле от верхнего источника количество тепла q_1 , и отдает нижнему источнику количество тепла q_2 . Поэтому термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 (s_3 - s_4)}{T_1 (s_2 - s_1)}.$$

Поскольку линии 2—3 и 4—1 эквидистантны, $s_3 - s_4 = s_2 - s_1$ и

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

Таким образом, термический к. п. д. рассматриваемого цикла, называемого обобщенным циклом Карно, равен термическому к. п. д. цикла Карно. Цикл, в котором участвуют регенераторы тепла, называется регенеративным.

Основной цикл паротурбинной установки — цикл Ренкина (без перегрева пара) изображен на рис. 1.78 контуром 1—2—3'—4—1. Для того чтобы этот цикл превратился в регенеративный цикл, необходимо от сухого насыщенного пара в точке 2 отводить тепло так, чтобы процесс отвода тепла изобразился линией 2—3, эквидистантной линии 4—1. Отводимое тепло должно подводиться к конденсату для подогрева его до точки кипения в процессе 4—1.

Однако такой непрерывный подвод тепла от пара к конденсату (питательной воде) осуществить нельзя. Практически подогрев питательной воды производится паром, отбираемым из турбины; такой подогрев называется регенеративным. Он может быть одноступенчатым, если подогрев производится паром одного давления, или многоступенчатым, если подогрев производится последовательно паром различных давлений, отбираемым из различных точек (ступеней) турбины.

Регенеративные подогреватели выполняются смешивающими, в которых отбираемый пар смешивается с питательной водой и подогревает ее, или чаще поверхностными, в которых подогрев производится через металлическую поверхность трубок, отделяющих пар от воды.

Схема паротурбинной установки с двухступенчатым регенеративным подогревом питательной воды (конденсата) дана на рис. 1.79. Подогреватели для простоты приняты смешивающими. Перегретый пар в количестве M кг/с при давлении p_0 и температуре t_0 поступает из перегревателя 2 в турбину 3. После расширения в ней до некоторого давления p_0 часть пара в количестве M_1 отбирается из турбины и направляется в первый по ходу пара подогреватель 8. Остальная часть пара в количестве $M - M_1$ продолжает расширяться в турбине. При давлении p_0 количество пара M_2 отводится во второй подогреватель 6. Остаточное количество пара $M_k = M - M_1 - M_2$ после дальнейшего расширения в турбине до давления p_2 поступает в конденсатор 4.

Конденсат из конденсатора насосом 5 подается во второй подогреватель, где подогревается паром с давлением p_0 , затем насосом 7 подается в первый

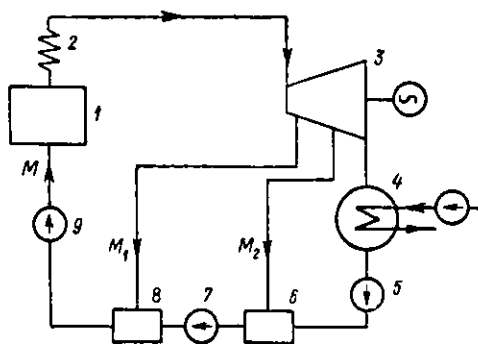


Рис. 1.79. Схема паротурбинной установки с двухступенчатым регенеративным подогревом питательной воды

подогреватель, где подогревается паром с давлением p_0 , после чего насосом 9 подается в котел 1 под давлением p_0 .

На рис. 1.80 изображен идеальный цикл рассматриваемой установки. Каждый килограмм пара, поступающего в конденсатор, расширяется в турбине от начального состояния до давления p_2 — изоэнтропный процесс $0-2$, а затем конденсируется — изобарный процесс $2-3^*$. Конденсат подогревается во втором подогревателе паром, каждый килограмм которого до поступления в отбор расширился в турбине до давления p_0 — изоэнтропный процесс $0-2'$. Отдача тепла паром происходит при неизменном давлении p_0 и изображается линией $2''-6''-3''$, причем в процессе $2''-6''$ пар отдает теплоту перегрева, а в процессе $6''-3''$ — теплоту испарения. Подогрев конденсата происходит до температуры насыщения отбираемого пара, т. е. до температуры в точке $3''$. Процесс подогрева для 1 кг конденсата изображается линией $3-3''$.

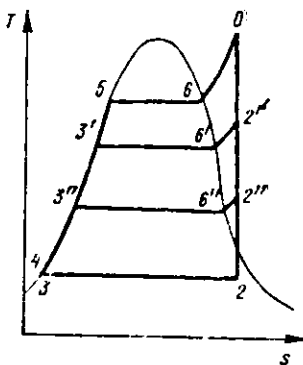


Рис. 1.80. Идеальный цикл паротурбинной установки с двухступенчатым регенеративным подогревом питательной воды

Каждый килограмм пара, поступающего в первый подогреватель, расширяется в турбине до давления p_0 — изоэнтропный процесс $0-2'$. Изобарный процесс отдачи тепла паром в подогревателе изображается линией $2'-6'-3'$, процесс подогрева конденсата — линией $3''-3'$.

Конденсат с состоянием в точке $3'$ подогревается до температуры насыщения, соответствующей давлению p_0 — процесс $3'-5$, затем испаряется — процесс $5-6$ — и перегревается — процесс $6-0$. Эти процессы в реальных условиях происходят в котлоагрегате. Цикл замыкается в точке 0 .

Определим термический к. п. д. цикла. Пусть в турбину поступает 1 кг пара, часть α_1 которого после расширения поступает в первый отбор, часть α_2 — во второй отбор, а оставшаяся часть $\alpha_x = 1 - \alpha_1 - \alpha_2$ — в конденсатор. Отбираемый пар в результате подогрева конденсата сам конденсируется и поступает в котел.

Каждый килограмм пара, идущего в первый отбор, совершает цикл Ренкина $3'-5-6-0-2'-6'-3'$ (рис. 1.80), во второй отбор — цикл Ренкина $3''-5-6-0-2''-6''-3''$, в конденсатор — цикл Ренкина $3-4-5-6-0-2-3$.

Работа, производимая количеством пара α_1 в цикле $3'-5-6-0-2'-6'-3'$, если пренебречь затратой работы на насос, равна $\alpha_1 (i_0 - i_2')$; работа, производимая количеством пара α_2 в цикле $3''-5-6-0-2''-6''-3''$, равна $\alpha_2 (i_0 - i_2'')$; работа, производимая количеством пара $1 - \alpha_1 - \alpha_2$ в цикле $3-4-5-6-0-2-3$, равна $(1 - \alpha_1 - \alpha_2) (i_0 - i_2)$, где i_0 , i_2' , i_2'' и i_2 — энтальпии соответственно в точках 0 , $2'$, $2''$ и 2 .

Работа, производимая 1 кг рабочего тела в регенеративном цикле,

$$l_0^p = \alpha_1 (i_0 - i_2') + \alpha_2 (i_0 - i_2'') + (1 - \alpha_1 - \alpha_2) (i_0 - i_2).$$

Подвод тепла извне (от верхних источников) производится в этом цикле в процессе $3'-5-6-0$. Количество подведенного тепла

$$q_1 = i_0 - i_3.$$

Напишем формулу для q_1 в другом виде, для чего составим уравнения тепловых балансов подогревателей. При этом будем считать, что в подогрева-

* Следует иметь в виду, что Ts -диаграмма строится для постоянного количества пара — чаще всего для 1 кг.

телях отсутствуют потери тепла и поэтому все тепло, отдаваемое отобраным паром, полностью воспринимается подогревающимся конденсатом. Кроме того, примем, что отбираемый пар в подогревателях превращается в конденсат, имеющий энтальпию, равную энтальпии кипящей воды при давлении отобранного пара, а подогревающийся конденсат (питательная вода) нагревается до температуры насыщения, соответствующей давлению этого пара.

Уравнение теплового баланса первого подогревателя (рис. 1.80)

$$\alpha_1(i_{2'} - i_{3'}) = (1 - \alpha_1)(i_3 - i_{3'}). \quad (a)$$

Уравнение теплового баланса второго подогревателя

$$\alpha_2(i_{2''} - i_{3'}) = (1 - \alpha_1 - \alpha_2)(i_3 - i_3). \quad (б)$$

Из уравнения (a)

$$\alpha_1 i_{2'} = i_{3'} - (1 - \alpha_1) i_{3'}. \quad (в)$$

Из уравнения (б), имея в виду, что $i_3 = i_2'$, где i_2' — энтальпия конденсата при давлении p_2 , получим

$$\alpha_2 i_{2''} = (1 - \alpha_1) i_{3'} - (1 - \alpha_1) i_2' + \alpha_2 i_2'. \quad (г)$$

Из уравнений (в) и (г)

$$\alpha_2(i_{2''} - i_2') = i_{3'} - \alpha_1 i_{2'} - (1 - \alpha_1) i_2'.$$

Количество подведенного тепла:

$$\begin{aligned} q_1 &= i_0 - i_{3'} = i_0 - \alpha_2(i_{2''} - i_2') - \alpha_1 i_{2'} - (1 - \alpha_1) i_2' = \\ &= i_0 - \alpha_2(i_{2''} - i_2') - \alpha_1 i_{2'} - i_2' + \alpha_1 i_2' + \alpha_1 i_0 - \alpha_1 i_0; \\ q_1 &= \alpha_1(i_0 - i_{2'}) - \alpha_2(i_{2''} - i_2') + (1 - \alpha_1)(i_0 - i_2'). \end{aligned} \quad (I.236)$$

Термический к. п. д. рассматриваемого цикла

$$\eta_r^p = \frac{\alpha_1(i_0 - i_{2'}) + \alpha_2(i_0 - i_{2''}) + (1 - \alpha_1 - \alpha_2)(i_0 - i_2)}{\alpha_1(i_0 - i_{2'}) - \alpha_2(i_{2''} - i_2') + (1 - \alpha_1)(i_0 - i_2')}. \quad (I.237)$$

Для регенеративной установки с одним отбором пара $\alpha_2 = 0$, $\alpha_1 = \alpha$ и термический к. п. д. цикла

$$\eta_r^p = \frac{\alpha(i_0 - i_{2'}) + (1 - \alpha)(i_0 - i_2)}{\alpha(i_0 - i_{2'}) + (1 - \alpha)(i_0 - i_2')}. \quad (I.238)$$

Числитель и знаменатель этого уравнения больше числителя и знаменателя в формуле термического к. п. д. цикла Ренкина на одинаковую положительную величину. Следовательно, термический к. п. д. регенеративного цикла с одним отбором пара больше термического к. п. д. цикла Ренкина для тех же параметров. Это объясняется повышением средней температуры подвода тепла к конденсату, так как подвод тепла начинается с более высокой температуры (точка 3' на рис. 1.80). Средняя же температура отвода тепла та же, что и в цикле без регенерации.

Термический к. п. д. регенеративного цикла увеличивается с увеличением числа отборов пара. Однако увеличение количества отборов связано с услож-

нением и удорожанием установки. Поэтому в настоящее время число отборов обычно не превышает семи — девяти.

Регенеративный подогрев питательной воды применяется как на конденсационных, так и на теплофикационных электрических станциях.

§ 69. Цикл атомных паротурбинных установок

В атомных паротурбинных установках (атомных электрических станциях) рабочее тело — водяной пар — образуется за счет тепла, выделяющегося при расщеплении атомных ядер. Ядерным топливом являются: уран-235; природный уран; природный уран, обогащенный ураном-235; плутоний-239, получаемый из урана-238; уран-233, получаемый из тория-232. Природный уран состоит примерно из 99,3% урана-238 и 0,7% урана-235.

Схемы атомных станций можно разделить в основном на двухконтурные и одноконтурные. На рис. 1.81 дана схема двухконтурной атомной станции. В первом контуре циркулирует теплоноситель, в качестве которого применяются вода (обычная или тяжелая), газ (CO_2 или гелий), жидкий металл (натрий, калий и др.). Во втором контуре циркулирует рабочее тело паротурбинной установки (вода и водяной пар).

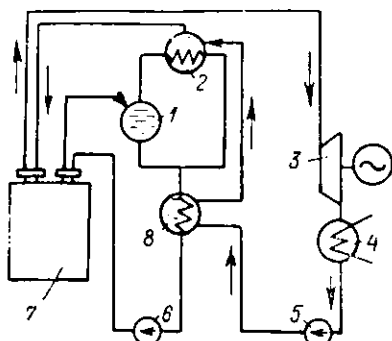


Рис. 1.81. Схема двухконтурной атомной станции

В рассматриваемой схеме, представляющей собой упрощенную принципиальную схему одной из крупных атомных станций Советского Союза, теплоносителем является вода, циркулирующая под давлением 150—160 бар (153—163,2 кгс/см²). За счет тепла, выделяющегося при расщеплении ядер атомного горючего в реакторе 7, вода (теплоноситель) испаряется. Образовавшийся влажный пар поступает в сепаратор 1, где от пара отделяется влага, и почти сухой насыщенный пар поступает в парогенератор (испаритель) 2. Отдавая

здесь тепло воде (рабочему телу), пар конденсируется и идет в подогреватель 8, куда поступает также влага из сепаратора 1. Смесь конденсата и влаги подогревает в подогревателе воду, идущую в парогенератор, и охлаждается, после чего подается насосом 6 обратно в реактор. Процесс в первом контуре замыкается.

Насыщенный пар, образующийся в парогенераторе при давлении 88,2 бар (90 кгс/см²), направляется в реактор, где перегревается до температуры 500° С, и затем поступает в турбину 3. Здесь пар расширяется, производя работу, и уходит в конденсатор 4. Конденсат насосом 5 подается в подогреватель 8, где, как было указано, подогревается теплоносителем, и поступает в парогенератор, в котором испаряется. Процесс во втором контуре также замыкается.

В рассмотренной схеме перегрев пара осуществляется в самом реакторе. Существуют установки, в которых перегрев производится в перегревателе, обогреваемом газами, образующимися от сжигания органического топлива. Такой перегрев менее перспективен.

В одноконтурной схеме атомных станций насыщенный пар, образующийся в реакторе, перегревается в нем и поступает в паровую турбину. Конденсат отработавшего пара насосом возвращается в реактор. Таким образом, одноконтурная схема подобна схеме обычной паротурбинной станции, в которой роль котла выполняет реактор.

Идеальным циклом одноконтурных атомных станций и контура рабочего тела двухконтурных станций является цикл Ренкина.

Для повышения средней температуры подвода тепла с целью увеличения термического к. п. д. цикла целесообразно применение рабочих тел, обладающих высокими температурами насыщения при не очень высоких давлениях.

Водяной пар, имеющий низкие температуры насыщения при высоких давлениях (критической температуре $374,12^\circ\text{C}$ соответствует давление насыщения $221,15\text{ бар}$), не удовлетворяет этому условию.

Поэтому желательно найти рабочее тело, обладающее указанным свойством. Кроме того, необходимо, чтобы нижняя пограничная кривая его была в Ts -диаграмме по возможности ближе к вертикали.

Не трудно показать, что для выполнения последнего условия рабочее тело должно обладать достаточно большим отношением теплоты испарения r к теплоемкости жидкости c (большим r/c). Кроме указанных свойств рабочее вещество должно обладать также низкими температурами насыщения при

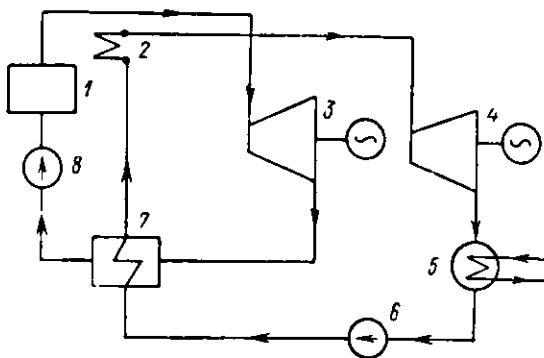


Рис. 1.82. Схема ртутно-водяной бинарной установки

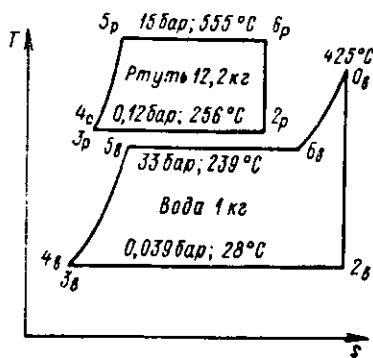


Рис. 1.83. Идеальный цикл ртутно-водяной бинарной установки

низких давлениях (давлениях в конденсаторе) для возможности использования большей разности температур. Необходимо также, чтобы рабочее вещество не разлагалось, не было ядовитым, имелось в достаточном количестве в природе, было дешевым.

Рабочее тело, удовлетворяющее всем поставленным условиям, не найдено. Однако сопоставление свойств водяного пара и паров некоторых других жидкостей привело к мысли о целесообразности паросиловых установок, использующих одновременно два рабочих тела. Такие установки названы **б и н а р н ы м и**.

Некоторое практическое применение нашли ртутно-водяные бинарные установки. Критическая температура ртути высока; давления насыщения для используемых температур низки (например, при температуре 585°C давление насыщения равно приблизительно 20 бар); $r/c = 2000 \div 2500$, в то время как для воды $r/c = 300 \div 600$. Однако нижний температурный предел ртути очень высок; например, при давлении $0,039\text{ бар}$ температура насыщения равна $217,1^\circ\text{C}$, в то время как у воды эта температура равна $28,7^\circ\text{C}$.

На рис. 1.82 приведена схема ртутно-водяной бинарной установки, а на рис. 1.83 — ее идеальный цикл *. В ртутном котле 1 образуется насыщенный ртутный пар. Процессу парообразования соответствует в идеальном цикле линия 5_p-6_p . Из ртутного котла пар поступает в турбину ртутного пара 3, где расширяется до давления $p_{к.у}$ и температуры $t_{к.у}$ по изоэнтропе 6_p-2_p идеального цикла. Отработавший ртутный пар идет в теплообменный ап-

* На соответствующих линиях идеального цикла проставлены принятые к рассмотрению параметры установки.

парат 7, называемый конденсатором-испарителем, где конденсируется, охлаждаемый водой, — линия 2_p-3_p . Давление ртутного конденсата повышается насосом 8 — точка $3_p, 4_p$, и он подается в ртутный котел, где подогревается до кипения — линия 4_p-5_p . В точке 5_p ртутный цикл замыкается. В конденсаторе-испарителе вследствие высокой температуры конденсации ртути охлаждающая вода подогревается до кипения — линия 4_s-5_s — и испаряется * — линия 5_s-6_s . Сухой пар перегревается в перегревателе 2 — линия 6_s-0_s — и поступает в турбину водяного пара 4, где расширяется — изоэнтропа 0_s-2_s . Отработавший водяной пар конденсируется в конденсаторе водяного пара 5 — линия 2_s-3_s — и насосом 6 перекачивается в конденсатор-испаритель — точки $3_s, 4_s$. Здесь водяной конденсат подогревается — линия 4_s-5_s , и цикл водяного пара замыкается.

Весовые количества ртути и воды, участвующие в бинарном цикле, не одинаковы, так как для подогрева и испарения 1 кг воды требуется большее количество тепла, чем выделяется при конденсации 1 кг ртути. Количество килограммов ртути, приходящееся в цикле на 1 кг воды, представляет собой кратность ртути. Для рассматриваемых параметров установки кратность ртути равна 12,2.

§ 71. Цикл парогазовых установок

Парогазовая установка представляет собой сочетание газотурбинной и паротурбинной установок. Простейшая схема парогазовой установки дана на рис. 1.84. В камеру сгорания 2 подается топливо, а компрессором 1 — сжатый воздух. Продукты сгорания, отработав в газовой турбине 3, поступают в подогреватель 6, где обогревают питательную воду, поступающую в котел, и удаляются в атмосферу. Перегретый пар,

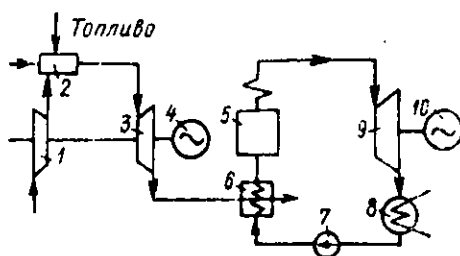


Рис. 1.84. Схема парогазовой установки

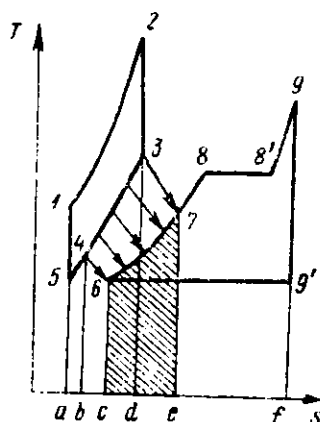


Рис. 1.85. Идеальный цикл парогазовой установки

получаемый в котлоагрегате 5, расширяется в паровой турбине 9 и конденсируется в конденсаторе 8. Конденсат насосом 7 перекачивается в подогреватель 6, где обогревается и поступает затем в котел. Полезная мощность, вырабатываемая газовой и паровой турбинами, передается генераторам электрического тока 4 и 10. Соотношение между количеством отработавших газов и количеством обогреваемой питательной воды определяется из условия, что количество тепла, отдаваемого отработавшими газами, должно равняться количеству тепла, необходимого для подогрева питательной воды до расчетной температуры.

Идеальный цикл этой установки в Ts -диаграмме изображен на рис. 1.85. Цикл строится для 1 кг питательной воды и количества газов,

* Т. е. конденсатор-испаритель является конденсатором для ртути и как бы котлом для воды.

приходящихся на 1 кг воды. Цикл газотурбинной части установки — 1—2—3—4—5—1, цикл Ренкина паротурбинной части — 6—7—8—8'—9—9'—6.

При раздельном осуществлении газотурбинной и паротурбинной установок тепло, подводимое в цикле газотурбинной установки, измеряется площадью $a-1-2-d$, а полезная работа — площадью $1-2-3-4-5$. Тепло, подводимое в цикле паротурбинной установки, измеряется площадью $c-6-7-8-8'-9-f$, а полезная работа — площадью $6-7-8-8'-9-9'$. Количество тепла, измеряемое площадью $3-5-a-d$, бесполезно отдается в процессе 3—5 отработавшими газами окружающей среде. В парогазовой же установке количество тепла, изображаемое площадью $3-4-b-d$, отдается в процессе 3—4 отработавшими газами питательной воде. Эта площадь равна площади $c-6-7-e$ (заштриховано), определяющей количество тепла, получаемого в процессе 6—7 питательной водой. Следовательно, при одинаковой общей мощности количество тепла, подводимого в парогазовой установке, по сравнению с раздельной установкой уменьшается на величину площади $c-6-7-e$. Этот выигрыш в расходе тепла и определяет эффективность рассматриваемой парогазовой установки.

Пример 1. Определить термический к. п. д. цикла Ренкина при начальных параметрах $p_0 = 88,2$ бар (90 кгс/см²), $t_0 = 500^\circ\text{C}$ и противодавлении $p_2 = 0,039$ бар ($0,04$ кгс/см²).

По заданным параметрам изображаем в i -диаграмме процесс 0—2 изэнтропного расширения пара в цикле Ренкина (рис. 1.86). Определяем значения энтальпий в начале и конце

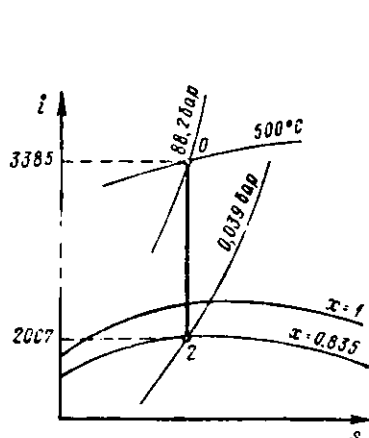


Рис. 1.86. К определению термического к. п. д. цикла Ренкина

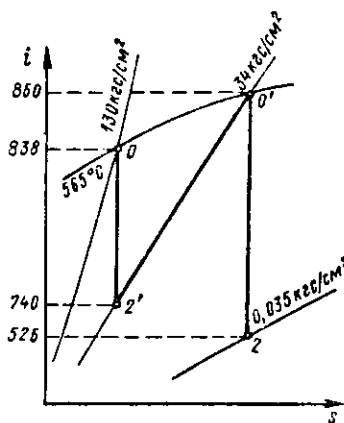


Рис. 1.87. К определению термического к. п. д. цикла с промежуточным перегревом пара

этого процесса, а также из табл. 3 приложения II энтальпию i_2' конденсата (кипящей жидкости) при давлении 0,039 бар. Подставляя эти величины в формулу (1.233), получаем искомое значение термического к. п. д.:

$$\eta_t = \frac{i_0 - i_2}{i_0 - i_2'} = \frac{3385 - 2007}{3385 - 120} = 0,422.$$

Пример 2. Определить термический к. п. д. цикла паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара при начальном абсолютном давлении 130 кгс/см², начальной температуре 565°C , конечном давлении 0,035 кгс/см² и параметрах промежуточного перегрева 34 кгс/см² и 565°C .

Для определения необходимых данных изображаем процессы в i -диаграмме (рис. 1.87). Определив отсюда нужные величины и подставив их в уравнение (1.235), получаем *

$$\eta_t^{n, n} = \frac{i_0 - i_2' + i_0' - i_2''}{i_0 - i_2' + i_0' - i_2} = \frac{838 - 740 + 860 - 526}{838 - 26,4 + 860 - 740} = 0,467.$$

* Значение i_2' при давлении 0,035 кгс/см² берем из табл. 4 приложения II.

ИДЕАЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК
И ТЕПЛОВЫХ НАСОСОВ

§ 72. Рабочие тела холодильных установок

Холодильные установки служат для получения и поддержания низких температур. Рабочим телом — «холодильным агентом» — современных холодильных установок являются главным образом пары жидкостей, кипящих при низких температурах.

К холодильным агентам, применяемым в холодильной технике, предъявляются следующие основные требования: они должны быть безвредными для обслуживающего персонала, не разрушать детали установки, не воспламеняться в смеси с воздухом и не быть взрывоопасными, иметь низкую температуру заморозки, высокую теплоту парообразования и малый удельный объем.

В настоящее время применяется около 30 холодильных агентов, наиболее распространенными из которых являются аммиак, углекислый газ, сернистый ангидрид и фреоны. В технике фреоны отличаются номерами (фреон-11, фреон-12 и др.). Термодинамические характеристики наиболее употребительных холодильных агентов приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Термодинамические характеристики некоторых холодильных агентов

Холодильный агент	Химическая формула	Молекулярная масса	Температура кипения при нормальном давлении, °С	Критическая температура, °С	Критическое давление, бар	Температура затвердевания (заморозки), °С
Аммиак	NH_3	17,03	—33,4	132,4	118,9	—77,7
Сернистый ангидрид	SO_2	64,06	—10,08	157,2	78,7	—75,2
Углекислый газ	CO_2	44,01	—78,9	31,0	73,5	—56,6
Фреон-11	CFCl_3	137,39	+23,7	198,0	43,7	—111,0
Фреон-12	CF_2Cl_2	120,92	—29,8	111,5	40,0	—155,0

Аммиак — бесцветный газ с удушливым запахом, при содержании в воздухе больше 0,03% вреден, поэтому нельзя допускать утечек. Смесь аммиака с воздухом при определенных концентрациях может взрываться. Применяется аммиак для температур кипения не ниже —65° С.

Углекислый газ — бесцветный газ без запаха. Значительные концентрации его вызывают удушье.

Самый распространенный из фреонов — фреон-12 — тяжелый газ, не имеющий запаха, безвредный при отсутствии открытого пламени; в присутствии открытого пламени разлагается на весьма вредные для организма фтористый и хлористый водород. Применяется преимущественно в установках с низкими температурами испарения (от —70 до —90° С).

Сернистый ангидрид — бесцветный газ с тяжелым удушливым запахом, применяется в мелких автоматизированных установках закрытого типа.

§ 73. Цикл парокомпрессорных холодильных установок

Холодильные установки, рабочим телом которых являются пары жидкостей, кипящих при низких температурах, называются парокомпрессорными холодильными установками.

На рис. 1.88 — ее упрощенная схема такой установки, а на рис. 1.89 — ее идеальный цикл. Для определенности рабочим телом взят фреон-12. Рассматриваемые в установке параметры проставлены на соответствующих линиях идеального цикла.

В компрессоре 1 за счет затраты энергии двигателем, приводящим компрессор, сжимается влажный фреоновый пар. В результате сжатия может получиться сухой насыщенный или перегретый пар. Примем, что пар получается сухой насыщенный. В этом случае процессу сжатия в компрессоре соответствует линия 1—2 идеального цикла. Из компрессора сухой насыщенный пар поступает в охладитель 2, называемый конденсатором холодильной установки. В отличие от давления в конденсаторе паросиловой установки давление в конденсаторе 2 больше атмосферного. В конденсаторе пар, охлаждаемый водой, при неизменных давлении и температуре превращается в кипящую жидкость. Процессу в конденсаторе соответствует линия 2—3. Жидкость из конденсатора может поступить в цилиндр с поршнем — расширительный цилиндр, где понизит давление и температуру. Этому процессу будет соответствовать изоэнтропа 3—4 идеального цикла. В действительности жидкость из конденсатора поступает к дроссельному клапану — «регулирующей станции» 3, пройдя через который она превращается во влажный пар с небольшой степенью сухости. Энтальпия до и после дросселирования одинакова; давление и температура понижаются. Процесс дросселирования как необратимый процесс может быть изображен в диаграммах условно. Он представлен линией 3—4'. Влажный пар после расширительного цилиндра или дроссельного клапана поступает в систему труб («охлаждающую батарею»), расположенную в охлаждаемом помещении — рефрижераторе 4, где при неизменных давлении и температуре расширяется, отнимая определенное количество тепла от помещения. Степень сухости пара при этом увеличивается, но пар продолжает оставаться влажным. При расширительном цилиндре этому процессу соответствует линия 4—1, при дроссельном клапане — 4'—1. Пар с состоянием в точке 1 засасывается в компрессор, и работа установки повторяется. Цикл замыкается в точке 1.

В практических условиях работы рассмотренная схема дополняется рядом элементов, повышающих эффективность установки: жидкий фреон на пути из конденсатора и дроссельному клапану понижает температуру, проходя через переохладитель, представляющий собой систему труб, охлаждаемых водой; влажный пар с небольшой степенью сухости после дроссельного вентиля поступает не в охлаждаемое помещение, а в испаритель, где отнимает тепло от рассола (не замерзающего при низких температурах раствора повышенной соли), вследствие чего степень сухости его увеличивается; рассол же поступает в охлаждаемое помещение и, произведя охлаждение, возвращается в испаритель; влажный пар после испарителя поступает в сепаратор, в котором от пара отделяется часть жидкого фреона, в результате чего в компрессор поступает сухой пар и сжатие его происходит в области перегретого пара.

Количество тепла q_2 , отводимого 1 кг рабочего тела, называется удельной массовой холодопроизводительностью рабочего тела, а количество тепла Q_2 , отводимого в единицу времени, — холодопроизводительностью холодильной установки.

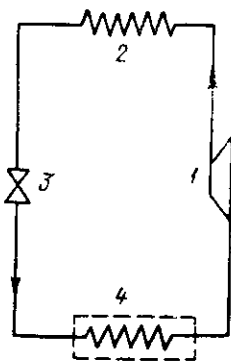


Рис. 1.88. Схема парокомпрессорной холодильной установки

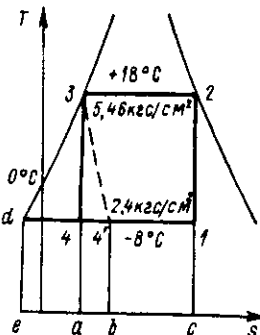


Рис. 1.89. Идеальный цикл парокомпрессорной холодильной установки

Согласно уравнению (1.23), в установке с дроссельным клапаном удельная массовая холодопроизводительность рабочего тела

$$q_2 = i_1 - i_4.$$

Количество тепла q_1 , отдаваемого 1 кг рабочего тела в конденсаторе, по абсолютной величине равно $q_1 = i_2 - i_3$. Так как $i_3 = i_4$, то

$$q_1 = i_2 - i_4.$$

Работа, затрачиваемая на 1 кг рабочего тела в цикле холодильной установки,

$$l = q_1 - q_2 = i_2 - i_1. \quad (1.239)$$

Если принять за начало отсчета энтальпии точку d , т. е. считать энтальпию рабочего тела в точке d равной нулю (рис. 1.89), то, имея в виду, что линия $d-3$ совпадает с изобарой, можно, согласно уравнению (1.23), написать:

$$i_2 = q_{d-3-2}; \quad i_1 = q_{d-1}.$$

Графически i_2 изображается в определенном масштабе площадью $e-d-3-2-c$, i_1 — площадью $e-d-1-c$ и, следовательно, затрачиваемая работа l — площадью $d-1-2-3$.

Если рассматривать вместо дроссельного клапана расширительный цилиндр, то идеальный цикл $1-2-3-4-1$ холодильной установки (рис. 1.89) представит собой обратный цикл Карно. В этом случае работа, затрачиваемая в цикле и равная площади цикла, была бы меньше работы, затрачиваемой в установке с дроссельным клапаном, на величину площади $d-3-4$. Удельная холодопроизводительность q_2 , изображаемая площадью $a-4-1-c$, была бы больше удельной холодопроизводительности установки с дроссельным клапаном на величину площади $a-4-4'-b$, равной площади $d-3-4$ *. Таким образом, если в цикле холодильной установки заменить процесс в дроссельном клапане процессом в расширительном цилиндре, то затрата работы в цикле уменьшится на столько же, на сколько увеличится удельная холодопроизводительность.

Несмотря на указанные преимущества обратного цикла Карно по сравнению с циклом $1-2-3-4'-1$ в холодильных установках применяется дроссельный клапан, а не расширительный цилиндр, так как эффективность установки снижается при этом не так уж значительно, но зато с помощью дроссельного клапана достигается легкая регулировка режима работы установки. Изменяя поворотом маховичка дроссельного клапана величину падения давления, легко получают желаемую температуру в охлаждаемом помещении.

Эффективность холодильной установки оценивается х о л о д и л ь н ы м к о э ф ф и ц и е н т о м

$$\epsilon = q_2/l.$$

При том же q_2 чем меньше l , тем эффективнее работа установки и тем больше ϵ .

Для упрощения решения задач, относящихся к холодильным установкам, в частности для вычисления q_2 , l и ϵ , применяются i_s -, T_s - и $i p$ -диаграммы холодильных агентов.

§ 74. Цикл пароструйных (пароэжекторных) холодильных установок

Схема установки представлена на рис. 1.90. Холодильный агент, в данной установке обычно вода или рассол, проходит по системе труб, расположенных в охлаждаемом помещении, отнимает тепло от помещения и, повысив темпе-

* Так как i_2 изображается площадью $e-d-3-a$, i_4 — площадью $e-d-4'-b$, а $i_3 = i_4$, то площадь $a-4-4'-b$ равна площади $d-3-4$.

ратуру, поступает по трубе 1 в испаритель 4, пройдя по пути через дроссельный клапан, управляемый поплавковым регулятором уровня 11. Разбрызгиваясь на мелкие струйки, вода (рассол) частично испаряется, так как в испарителе поддерживается глубокий вакуум. При испарении понижается температура остающейся в испарителе воды, так как испарение части воды происходит за счет теплоты, отнимаемой от остающейся воды. Из испарителя вода с пониженной температурой подается насосом по трубопроводу 10 снова в охлаждаемое помещение, где, произведя охлаждение, она подогревается и вновь поступает в испаритель. Здесь часть воды испаряется, и процесс повторяется.

Для создания и поддержания глубокого вакуума в испарителе служит пароструйный компрессор (эжектор) 3. К соплу эжектора по трубопроводу 2 поступает рабочий пар из котла или отбора турбины. Вытекая из сопла с большой скоростью, рабочий пар засасывает пар, образовавшийся в испарителе, смешивается с ним и проходит через диффузор — расширяющуюся часть

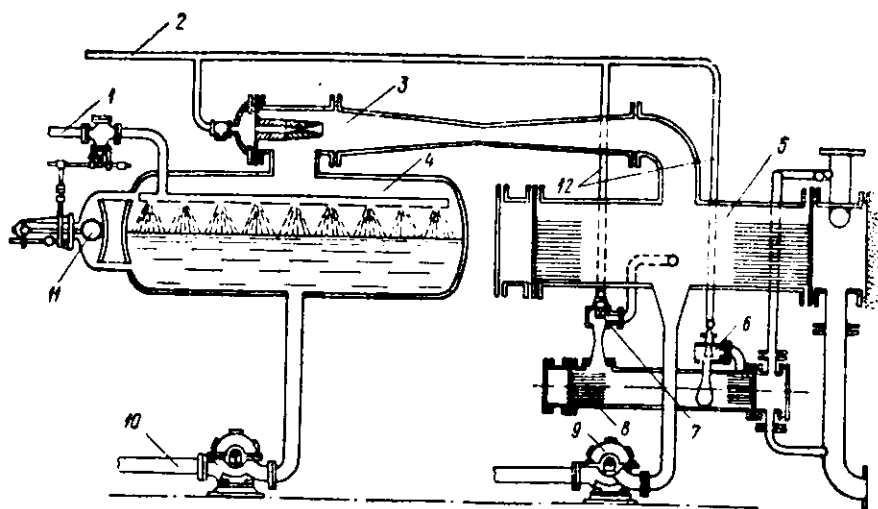


Рис. 1.90. Схема пароструйной (пароэжекторной) холодильной установки

эжектора. В диффузоре за счет снижения скорости давление пара растет до расчетного значения, и с этим давлением пар поступает в конденсатор 5. Если отношение давлений в конденсаторе и испарителе большое, то устанавливается многоступенчатый эжектор с последовательным повышением давления пара в его ступенях *.

Часть образующегося конденсата подается насосом 9 в котел. Остальной конденсат поступает в испаритель, проходя перед этим через дроссельный клапан, в котором его давление и температура снижаются до значений этих величин в испарителе. При необходимости получения в испарителе, а следовательно, в охлаждаемом помещении температур ниже 0°C обычно употребляется рассол, так как при таких температурах в случае применения воды давление в испарителе должно быть очень низким.

Воздух, выделяющийся при конденсации пара и попадающий в конденсатор через неплотности, удаляется с помощью вспомогательных эжекторов 7 и 6 и спаренного холодильника 8. В этом холодильнике конденсируется рабочий пар из вспомогательных эжекторов и пар, отсасываемый эжекторами из конденсатора вместе с воздухом. Рабочий пар к вспомогательным эжекторам поступает по трубопроводу 12. Конденсат из холодильника подается в котел. Идеальный цикл установки изображен на рис. 1.91. Линии соответствуют: 4'—1' — испарению холодильного агента в испарителе в предпо-

* См. также стр. 199.

жении, что получается сухой насыщенный пар; $1'-1$ — смешению холодильного агента с рабочим паром в эжекторе; $1-2$ — сжатию холодильного агента в диффузоре эжектора; $2-3$ — охлаждению и конденсации холодильного агента в конденсаторе; $3-4'$ — процессу в дроссельном клапане. Цикл, совершаемый холодильным агентом, замыкается в точке $4'$. Рассмотрим цикл, совершаемый рабочим паром. Линия $5-6$ соответствует расширению рабочего пара в сопле эжектора; $6-1$ — смешению рабочего пара с паром холодильного агента в эжекторе; $1-2$ — сжатию рабочего пара в диффузоре эжектора; $2-3$ — конденсации рабочего пара в конденсаторе; $3-4$ — подогреву конденсата до кипения в котле; $4-5$ — испарению конденсата в котле. Цикл, совершаемый рабочим паром, замыкается в точке 5 .

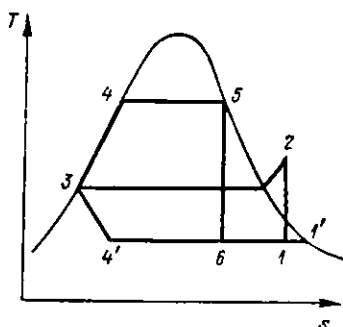


Рис. 1.91. Идеальный цикл парозежекторной холодильной установки

Следует иметь в виду, что изображение цикла установки на рис. 1.91 является в известной степени условным, поскольку обе части цикла даны для 1 кг вещества, в то время как количество рабочего пара и отсасываемого пара холодильного агента различно.

В парозежекторных холодильных установках затрачивается не механическая энергия, как это имеет место в парокомпрессорных холодильных установках, а тепло в котельной установке. Поэтому эффективность парозежекторной установки оценивают тепловым коэффициентом

$$\zeta = q_2/q_1,$$

где q_2 — количество тепла, отнимаемого 1 кг холодильного агента в охлаждаемом помещении; q_1 — количество тепла, подводимого к жидкости в котле на 1 кг холодильного агента. Опытные значения $\zeta = 0,7 \div 0,8$.

§ 75. Абсорбционные холодильные установки

В абсорбционных холодильных установках применяются смеси двух полностью растворимых друг в друге веществ с резко различными температурами кипения при одном и том же давлении. Вещество с более низкой температурой кипения является холодильным агентом, с более высокой — абсорбентом (поглотителем).

Схема абсорбционной холодильной установки дана на рис. 1.92. Рассмотрим работу установки с наиболее часто применяемой водоаммиачной смесью. В генератор 1 поступает концентрированный водоаммиачный раствор. За счет теплоты, отдаваемой обогревающим телом, движущимся внутри змеевика, из этой бинарной смеси жидкостей испаряется главным образом та жидкость, температура кипения которой ниже, т. е. в данном случае аммиак. Образовавшиеся пары определенного давления p проходят из генератора в конденсатор 2, где, охлаждаемые водой, конденсируются при постоянном давлении. Жидкость после конденсатора проходит дроссельный вентиль 3, в котором давление ее падает до p_w и поступает в испаритель 4. Отбирая здесь тепло от рассола, циркулирующего между испарителем и охлаждае-

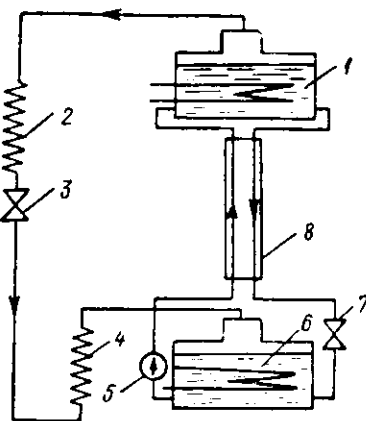


Рис. 1.92. Схема абсорбционной холодильной установки

мым помещением, жидкость испаряется, и получается насыщенный пар со значительной степенью сухости. Этот пар идет в абсорбер 6, куда поступает также обедненный вследствие испарения аммиака раствор из генератора. Этот раствор перед поступлением в абсорбер проходит дроссельный вентиль 7 для понижения давления до p_u и температуры до температуры насыщения, соответствующей давлению p_u . Пар, поступивший в абсорбер из испарителя, поглощается обедненным раствором, в результате чего при отсутствии потерь первоначальная концентрация раствора восстанавливается. Температура раствора, поступающего в абсорбер, выше температуры поглощаемых паров, так как они находятся при одинаковых давлениях p_u , но бедный раствор содержит главным образом воду в насыщенном состоянии, а пар — главным образом аммиак. В реакции поглощения пара выделяется тепло, которое отводится из абсорбера охлаждающей водой, циркулирующей внутри змеевиков. Из абсорбера концентрированный раствор насосом перекачивается в генератор, и работа установки повторяется. Для повышения эффективности установки включают теплообменник 8, в котором богатый раствор с более низкой температурой, идущий из абсорбера в генератор, обогревается бедным раствором с более высокой температурой, идущим из генератора в абсорбер.

Для работы абсорбционных холодильных установок затрачивается тепло. На привод насоса затрачивается небольшое количество электроэнергии. Поэтому эффективность абсорбционных установок оценивается тепловым коэффициентом

$$\xi = \frac{q_2}{q_1 + q_n},$$

где q_2 — количество тепла, отбираемого 1 кг холодильного агента в испарителе; q_1 — количество тепла, поглощаемого в генераторе 1 кг образующегося пара; q_n — количество тепла, эквивалентного затраченной на привод насоса электроэнергии, отнесенное к 1 кг генерированного пара. Для современных абсорбционных установок $\xi = 0,4 \div 0,6$.

Рассмотренная установка представляет собой абсорбционную установку непрерывного действия. Кроме прочих элементов она снабжена насосом 5, перекачивающим раствор из абсорбера в генератор.

Более простыми по устройству являются безнасосные абсорбционные установки периодического действия. Установки эти имеют низкий тепловой коэффициент и применяются для малой холодопроизводительности, когда простота и удобство обслуживания имеют решающее значение.

§ 76. Цикл тепловых насосов

Тепловыми насосами называются установки, в которых за счет затраты работы производится отъем энергии от тел с более низкой температурой T_2 и передача ее другим телам с более высокой температурой T_1 . Применение тепловых насосов дает возможность использования энергии тел, имеющих сравнительно низкую температуру, например окружающего воздуха, холодной воды и др.

Компрессионные тепловые насосы. На рис. I.93 и I.94 изображены принципиальная схема и идеальный цикл компрессионных тепловых насосов. Рабочее тело — любое из рабочих тел, употребляемых в холодильных установках, засасывается в компрессор 1, где сжимается за счет затраты энергии двигателем до состояния сухого насыщенного или перегретого пара. Этому процессу соответствует изэнтропа 1—2 идеального цикла. Сжатый пар нагнетается компрессором в конденсатор 2. Здесь при постоянных давлении и температуре пар конденсируется, отдавая определенное количество тепла охлаждающей среде — воде или воздуху. За счет этого тепла охлаждающая среда подогревается до такой температуры, при которой она может быть использована для различных бытовых нужд, в частности для отопления.

Наиболее эффективная температура подогрева равна $60-70^{\circ}\text{C}$. Процессу в конденсаторе соответствует линия $2-3$. После конденсатора рабочее вещество в идеальном цикле поступает в расширительный цилиндр, где понижаются его давление и температура — изэнтропный процесс $3-4$. Отсюда рабочее тело поступает в испаритель 4 , в котором оно расширяется при неизменных давлении и температуре, отнимая от тел, имеющих низкий температурный уровень, например от окружающего воздуха, холодной воды и т. д., определенное количество тепла. Процессу в испарителе соответствует линия $4-1$. Из испарителя влажный пар засасывается в компрессор, и работа установки повторяется. Идеальный цикл $1-2-3-4-1$, представляющий собой обратный цикл Карно, замыкается в точке 1 .

Если заменить расширительный цилиндр дроссельным клапаном 3 , то цикл теплового насоса изобразится контуром $1-2-3-4'-1$.

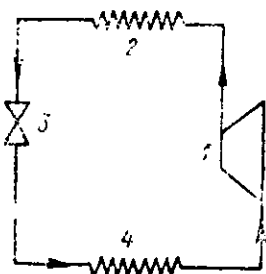


Рис. 1.93. Принципиальная схема компрессионного теплового насоса

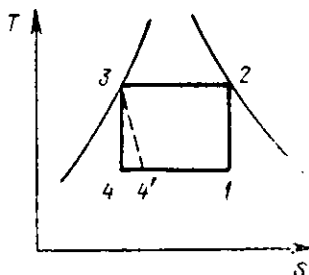


Рис. 1.94. Идеальный цикл компрессионного теплового насоса

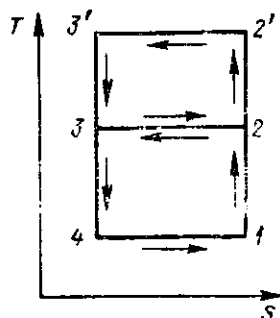


Рис. 1.95. Идеальный цикл совмещенной установки для обогрева и охлаждения

Эффективность тепловых насосов оценивается отопительным коэффициентом, или коэффициентом преобразования ψ , под которым понимается отношение количества тепла q_1 , отданного 1 кг рабочего вещества в конденсаторе, к теплу $q_1 - q_2$, эквивалентному работе, затраченной на осуществление цикла:

$$\psi = \frac{q_1}{l} = \frac{q_1}{q_1 - q_2}.$$

Коэффициент преобразования ψ и холодильный коэффициент связаны простым соотношением:

$$\psi = \frac{q_1}{l} = \frac{q_2 + l}{l} = \varepsilon + 1.$$

Для выполнения установок $\psi = 2 \div 4$.

В тех случаях, когда требуются одновременно охлаждение и обогрев, можно совместить холодильную установку и тепловой насос. На рис. 1.95 представлен идеальный цикл $1-2'-3'-4-1$ совмещенной установки: $1-2-3-4-1$ — идеальный цикл холодильной установки; $2-2'-3'-3-2$ — идеальный цикл теплового насоса.

В совмещенной установке рабочее тело отнимает тепло в охлаждаемом помещении (в испарителе) — линия $4-1$, поступает в компрессор, где сжимается до температуры, необходимой для обогрева, — линия $1-2'$, а затем идет в конденсатор. Здесь оно отдает тепло среде, идущей на обогрев помещения, — линия $2'-3'$ — и поступает в расширительный цилиндр. Понижив в цилиндре давление и температуру — линия $3'-4$, рабочее тело возвращается в охлаждаемое помещение, и цикл замыкается.

Совмещенная установка целесообразна в тех случаях, когда попеременно требуется охлаждение (летом) или нагревание (зимой). Термодинами-

ческих преимуществ совмещенная установка по сравнению с раздельной не имеет. Однако она имеет экономическое преимущество: можно применить один компрессор и один расширительный цилиндр вместо двух компрессоров и двух расширительных цилиндров, имеющих в раздельной установке.

Полупроводниковые тепловые насосы. При прохождении постоянного электрического тока от источника тока I (рис. 1.96) через соединенные друг с другом полупроводники, выполненные из разнородных материалов, в местах контакта (спая) при направлении тока от положительного полупроводника P к отрицательному N происходит выделение тепла, а при обратном направлении — поглощение тепла. В полупроводниковом тепловом насосе все спаи, поглощающие тепло, объединены в одном общем канале 4, а спаи, выделяющие тепло, — в другом общем канале 3.

По каналу 4 насосом или вентилятором 5 прокачивается среда, имеющая низкий температурный уровень; если температура холодных спаев ниже температуры этой среды, то происходит поглощение тепла холодными спаями из среды. По каналу 3 насосом или вентилятором 2 прокачивается среда, которая должна быть нагрета; если температура горячих спаев выше температуры этой среды, происходит передача тепла от горячих спаев к среде, которая и используется для целей нагрева.

Таким образом, за счет затраты электрической энергии происходит отъем тепла от тел, имеющих низкий температурный уровень, и передача его телам, имеющим более высокий температурный уровень. Если Q_2 есть количество тепла, взятого от тела с низкой температурой, Q_1 — количество тепла, переданного телу с более высокой температурой, и AL — тепло, эквивалентное затраченной электрической энергии, то

$$Q_1 = Q_2 + AL.$$

Коэффициент преобразования ϕ , имеющий принципиально тот же смысл, что и у компрессионных тепловых насосов, имеет приблизительно те же значения.

Изменяя направления электрического тока на противоположное, можно отнимать тепло от среды, которая до этого нагревалась, т. е. можно, например, производить попеременно нагрев и охлаждение одного и того же помещения.

Можно также, отнимая тепло от среды с более низкой температурой в одном помещении и передавая его среде с более высокой температурой в другом помещении, получить установку с одновременным охлаждением и нагревом.

Пример 1. Определить холодильный коэффициент идеальной холодильной установки, работающей на фреоне-12. Цикл и параметры установки приведены на рис. 1.89.

Найдем энтальпии во всех точках цикла. В точке 2 пар сухой насыщенный. Его энтальпия при температуре 18°C по таблицам для фреона-12 будет $i_2 = 138,91$ ккал/кг. Энтальпия кипящего фреона при той же температуре $i_3 = 104,12$ ккал/кг. Так как $i_4 = i_3$, то $i_4 = 104,12$ ккал/кг. В процессе 1—2 энтропия неизменна. Поэтому $s_1 = s_2$. Но по таблицам $s_2 = 1,1339$, следовательно, $s_1 = 1,1339$ ккал/(кг·К). Так как пар в точке 1 влажный, то, используя таблицы пара, можно написать для этой точки:

$$s_1 = s' + \frac{r}{T_h} x = 0,9935 + 0,1428x = 1,1339.$$

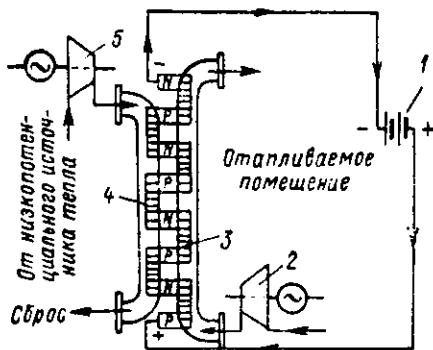


Рис. 1.96. Схема полупроводникового теплового насоса

Отсюда степень сухости пара в точке 1

$$x = \frac{1,1339 - 0,9935}{0,1428} = 0,98.$$

Энтальпия пара в этой точке

$$i_1 = i' + rx = 98,23 + 37,86 \cdot 0,98 = 135,43 \text{ ккал/кг.}$$

Удельная холодопроизводительность рабочего тела

$$q_2 = i_1 - i_{4'} = 135,43 - 104,12 = 31,31 \text{ ккал/кг.}$$

Затрачиваемая в цикле работа

$$Al = i_2 - i_1 = 138,91 - 135,43 = 3,48 \text{ ккал/кг.}$$

Холодильный коэффициент

$$\varepsilon = \frac{q_2}{Al} = \frac{31,31}{3,48} = 9,0.$$

Пользование i -с-диаграммой для фреона упростило бы решение.

Пр и м е р 2. Определить коэффициент преобразования теплового насоса, работающего на фреоне-12 в пределах температур от $+10$ до $+50^\circ \text{C}$, если степень сухости пара в точке 1 цикла 1—2—3—4'—1 (рис. 1.94) равна 0,88.

Количество тепла, отданного 1 кг рабочего тела при температуре 50°C верхнему источнику (в конденсаторе), согласно уравнению (1.23) и таблицам для фреона, составляет

$$q_1 = i_2 - i_3 = 141,66 - 111,91 = 29,75 \text{ ккал/кг.}$$

Энтальпия пара при температуре 10°C и степени сухости 0,88 (в точке 1)

$$i_1 = i' + rx = 102,26 + 35,82 \cdot 0,88 = 133,78 \text{ ккал/кг.}$$

Работа, затраченная на осуществление цикла теплового насоса,

$$Al = q_1 - q_2 = i_2 - i_1 = 141,66 - 133,78 = 7,88 \text{ ккал/кг.}$$

Коэффициент преобразования теплового насоса

$$\psi = \frac{q_1}{Al} = \frac{29,75}{7,88} = 3,77.$$

2

КОМПРЕССОРЫ. ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Раздел первый

Раздел второй

Раздел третий

Раздел четвертый

ГЛАВА I
ПОРШНЕВЫЕ КОМПРЕССОРЫ

§ 1. Рабочий процесс компрессора

Вследствие наличия в любом реальном компрессоре вредного пространства всасывание рабочего тела в цилиндр начинается в точке θ (рис. II.1). Давление p_1 рабочего тела, поступающего в цилиндр, в силу сопротивления всасывающего трубопровода и всасывающего клапана меньше давления p_1 среды, из которой происходит всасывание. Поэтому всасывание изобразится линией $\theta-1$. Дополнительное понижение давления в начале всасывания связано с преодолением инерции всасывающего клапана.

Процесс сжатия сопровождается теплообменом между рабочим телом и стенками цилиндра, так как в начале сжатия температура рабочего тела меньше температуры стенок, а затем по мере сжатия температура его растет и с некоторого момента начинает превышать температуру стенок. Действительный процесс сжатия подчиняют уравнению $pv^n = \text{const}$, в котором $n = 1,2 \div 1,25$ — линия $1-2$.

В силу сопротивления нагнетательного клапана и трубопровода давление p_2 в конце сжатия и при нагнетании выше давления p_2 среды, куда происходит нагнетание. Поэтому нагнетание изобразится линией $2-3$. Выступ m в начале нагнетания обусловлен инерцией нагнетательного клапана.

Рис. II.1. Реальная индикаторная диаграмма поршневого компрессора

От точки 3 рабочее тело, оставшееся во вредном пространстве, расширяется — линия $3-\theta$, и реальная индикаторная диаграмма компрессора замыкается.

При поступлении в цилиндр рабочее тело получает тепло от стенок цилиндра, так как температура его при всасывании ниже температуры стенок. Кроме того, оно получает тепло от смешения с газом или паром, оставшимся во вредном пространстве от предыдущего цикла работы и расширившимся до давления всасывания p_1 . В результате температура рабочего тела t_1 оказывается больше температуры среды t_1 , из которой происходит всасывание. Поэтому объем рабочего тела, действительно всасываемого в цилиндр за один ход поршня, т. е. всасываемый объем при параметрах p_1 и t_1 , изображается на индикаторной диаграмме отрезком V_u . Рабочий объем цилиндра — объем между крайними положениями поршня — обозначен V_h .

Отношение

$$\lambda_1 = V_u/V_h$$

определяет уменьшение производительности компрессора, обусловленное наличием вредного пространства, понижением давления и повышением температуры при всасывании, и называется **о б ъ е м н ы м к о э ф ф и ц и е н т о м**, иногда объемным к. п. д. компрессора.

Если V — объем рабочего тела, действительно нагнетаемого компрессором за один ход поршня, приведенный к параметрам перед входом в компрессор, т. е. к параметрам p_1 и t_1 , то отношение

$$\lambda = V/V_h$$

называется **к о э ф ф и ц и е н т о м п о д а ч и**. Можно принимать $\lambda = 0,8 \div 0,85$.

§ 2. Коэффициенты полезного действия и затрата мощности на привод компрессора

Работа l_i , затрачиваемая внутри цилиндра реального компрессора на 1 кг рабочего тела, больше работы l , теоретически необходимой для получения 1 кг сжатого рабочего тела, вследствие того что имеются потери, обусловленные наличием вредного пространства, утечками рабочего тела, более низким давлением и более высокой температурой при всасывании и более высоким давлением при нагнетании по сравнению с теоретическими значениями этих величин. Отношение

$$\eta_i = l/l_i$$

представляет собой **в н у т р е н н и й к. п. д.** компрессора.

Для определения η_i необходимо вычислить $l = \int_1^2 v dp$ [см. уравнение (I.211)], что требует знания зависимости между v и p в процессе сжатия, установление которой в общем случае представляет значительные трудности. Поэтому процесс сжатия в компрессоре принимают таким, чтобы вычисление $\int_1^2 v dp$ оказалось достаточно простым. В качестве такого процесса выбирают обратимый адиабатный или изотермический процесс. Но тогда величина l , вычисленная в каком-либо из этих процессов, отнесенная к l_i , представляет собой в сущности некоторый условный коэффициент, который характеризует степень приближения работы реального компрессора к работе компрессора с выбранным процессом сжатия. Этот коэффициент называется **к. п. д. компрессора**. В соответствии с изложенным рассматриваются **в н у т р е н н и й а д и а б а т н ы й** и **в н у т р е н н и й и з о т е р м и ч е с к и й к. п. д.** компрессора:

$$\eta_{i\text{ад}} = l_{\text{ад}}/l_i; \quad \eta_{i\text{из}} = l_{\text{из}}/l_i.$$

В этих уравнениях $l_{\text{ад}}$ как работа, затрачиваемая на 1 кг рабочего тела в компрессоре с адиабатным процессом сжатия, может быть определена по уравнениям (I.213) — (I.216), а $l_{\text{из}}$ — по уравнению (I.212). Работа l_i может быть определена по площади реальной индикаторной диаграммы, как это изложено в § 56 второй части, с учетом того, что компрессор представляет собой двухтактную машину.

Работа l_e на валу компрессора больше работы l_i вследствие наличия механических потерь при вращении вала в подшипниках, трения поршня о стенки цилиндра и др. Потери эти учитываются **м е х а н и ч е с к и м к. п. д.**

$$\eta_m = l_i/l_e.$$

Отношение

$$\eta_e = l/l_e = \eta_i \eta_m$$

называется полным или эффективным к. п. д. компрессора. В зависимости от принятого сравнительного процесса сжатия рассматриваются полный адиабатный или полный изотермический к. п. д. компрессора:

$$\eta_{\text{ад}} = \eta_{\text{ад}} \eta_{\text{м}}; \quad \eta_{\text{из}} = \eta_{\text{из}} \eta_{\text{м}}.$$

В литературе эти к. п. д. называются также просто адиабатным или изотермическим к. п. д. компрессора.

Можно принимать:

$$\eta_{\text{ад}} = 0,85 \div 0,92; \quad \eta_{\text{из}} = 0,75 \div 0,80; \quad \eta_{\text{м}} = 0,85 \div 0,95.$$

Мощность N_i , затрачиваемая внутри цилиндра реального компрессора при производительности V (в м³/с) и плотности рабочего тела при входе в компрессор ρ_1 (в кг/м³), может быть определена по формуле

$$N_i = \frac{IV\rho_1}{\eta_i} = \frac{l_{\text{ад}}V\rho_1}{\eta_{i \text{ ад}}} = \frac{l_{\text{из}}V\rho_1}{\eta_{i \text{ из}}}. \quad (\text{II.1})$$

Здесь l , $l_{\text{ад}}$ и $l_{\text{из}}$ берутся в кДж/кг. Если эти величины взяты в кгс·м/кгс, то в знаменателе последнего уравнения должен стоять коэффициент 102.

Мощность на валу компрессора

$$N_e = N_i / \eta_{\text{м}}. \quad (\text{II.2})$$

§ 3. Примеры конструкции компрессоров и их деталей. Регулирование компрессоров

Компрессоры строятся стационарными и передвижными; горизонтальными, вертикальными и с наклонным расположением цилиндров; одноступенчатыми и многоступенчатыми; одноцилиндровыми и многоцилиндровыми.

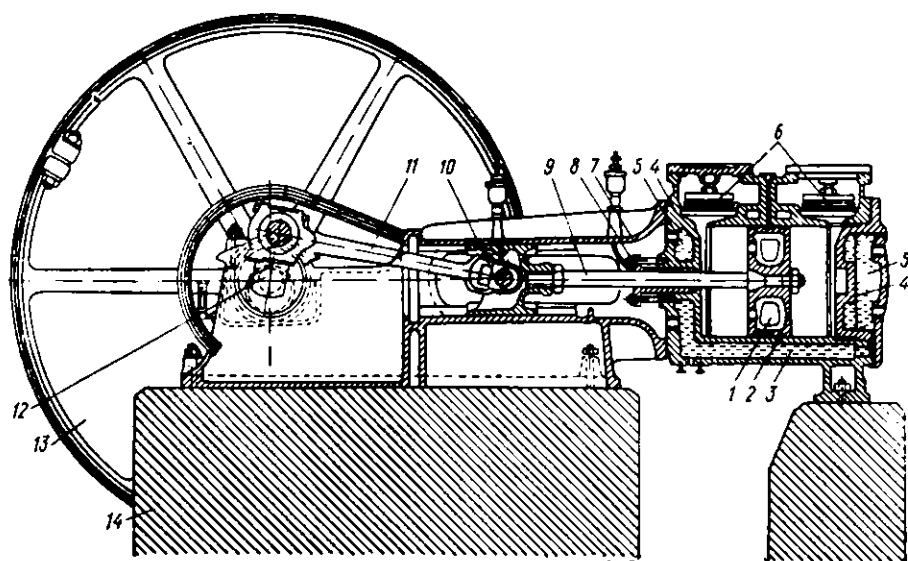


Рис. II.2. Горизонтальный одноступенчатый поршневой компрессор двойного действия:

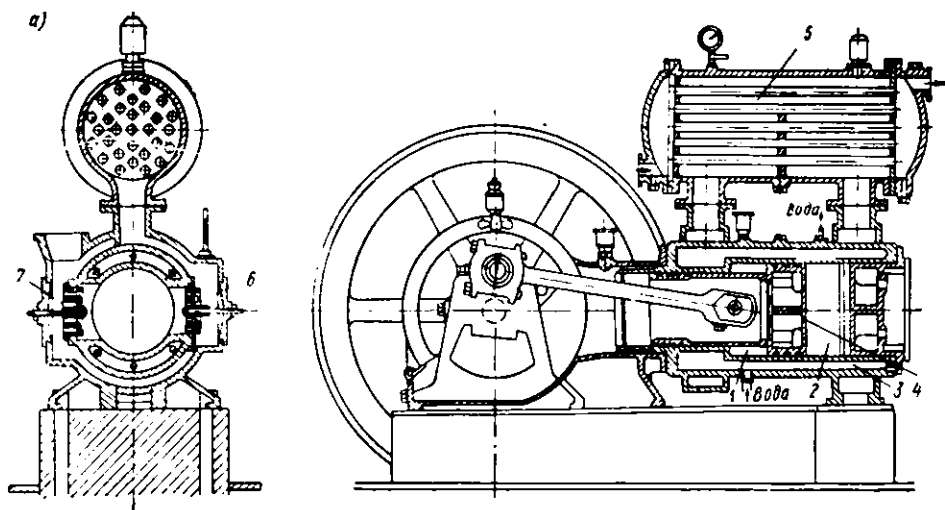
1 — поршень; 2 — поршневые кольца; 3 — водяная рубашка; 4 — крышка цилиндра; 5 — полость охлаждения крышки; 6 — клапаны; 7 — рама; 8 — сальник; 9 — поршневой шток; 10 — крейцкопф; 11 — шатун; 12 — коленчатый вал; 13 — маховик; 14 — фундамент

Одноступенчатый одноцилиндровый горизонтальный компрессор представлен на рис. II.2.

В двух- и многоступенчатых компрессорах сжатие рабочего тела осуществляется в одном цилиндре со ступенчатым (дифференциальным) поршнем или

в отдельных цилиндрах. В конструкциях с отдельными цилиндрами последние располагаются или последовательно — тип тандем, или параллельно — тип компаунд, или по типу тандем—компаунд. Цилиндры располагаются также под углом. Рабочее тело переходит из одного цилиндра в другой, проходя через холодильник.

Двухступенчатый горизонтальный компрессор со сжатием в одном цилиндре типа 300-2К производительностью $0,158 \text{ м}^3/\text{с}$ ($9,5 \text{ м}^3/\text{мин}$) изображен на рис. 11.3, а, а схема его действия — на рис. 11.3, б. При движении дифференциального поршня 4 рабочее тело через всасывающий клапан 7



поступает в полость 2 первой ступени компрессора. Отсюда после сжатия оно через нагнетательный клапан 6 поступает в холодильник 5, находящийся над цилиндром. Из холодильника рабочее тело засасывается в полость 1 второй ступени сжатия, откуда нагнетается к потребителю. Охлаждающая вода прокачивается через водяную рубашку 3.

Небольшие компрессоры в случае надобности монтируются на передвижных платформах (тележках). Такие передвижные компрессоры изготавливаются одно- и двухступенчатыми на давление до $1,0 \text{ МПа}$, их производительность — до $0,133 \text{ м}^3/\text{с}$ ($8 \text{ м}^3/\text{мин}$). Они приводятся в действие электродвигателями или двигателями внутреннего сгорания.

Газораспределительными и парораспределительными органами в компрессорах почти исключительно являются самодействующие (автоматические) клапаны.

В современных компрессорах применяются пластинчатые клапаны, замыкающий орган которых представляет собой пластину. Когда давление рабочего тела несколько превысит давление в нагнетательной трубе, отжимается пластина и рабочее тело поступает к потребителям. Всасывающие клапаны этого типа открываются тогда, когда давление в цилиндре становится несколько меньше давления в линии всасывания. Закрытие клапанов осуществляется пружинами, сжимающимися при открытии клапанов. Располагаются клапаны в клапанных коробках, выполняемых в боковых стенках или крышке цилиндра компрессора.

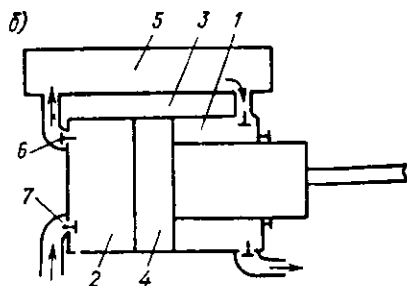


Рис. 11.3. Двухступенчатый компрессор со сжатием в одном цилиндре

Другие главные детали компрессора по конструкции сходны в основном с соответствующими деталями двигателей внутреннего сгорания.

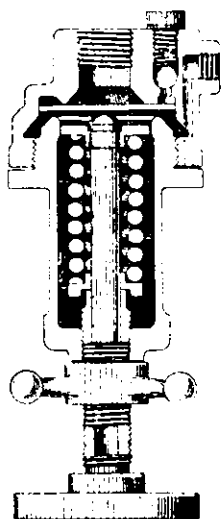


Рис. 11.4. Схема регулятора поршневого компрессора

Регулирование компрессоров осуществляется различными способами, один из которых заключается в следующем. Когда, например, уменьшается расход газа или пара, давление в нагнетательной сети растет, рабочее тело давит на пластину регулятора (рис. 11.4) и отжимает ее, преодолевая действие пружины. Отжав пластину, рабочее тело через шаровой клапан и верхний правый штуцер уходит во всасывающую линию. Клапан держится открытым до тех пор, пока давление в нагнетательном трубопроводе не станет нормальным.

В поршневом компрессоре можно получить высокие степени повышения давления. В то же время при большой производительности получаются чрезвычайно большие размеры цилиндра и шатунно-кривошипного механизма. Это ведет к необходимости работать с малым числом оборотов, что затрудняет соединение компрессора с турбо- или электроприводом. Кроме того, сжимаемое тело загрязняется смазочным маслом. По изложенным причинам поршневые компрессоры применяют для малой производительности и высокой степени повышения давления.

ГЛАВА 2

РОТАЦИОННЫЕ КОМПРЕССОРЫ

§ 4. Пластинчатые и водокольцевые компрессоры

Пластинчатый компрессор. Компрессор состоит из ротора 2, вставленного эксцентрично внутрь корпуса 1 и опирающегося на подшипники (рис. 11.5). В радиальные прорезы ротора свободно вставлены стальные пластины 3 толщиной 1—3 мм, которые центробежными силами выбрасываются из прорезей при вращении ротора и скользят по внутренней поверхности корпуса. Серповидное пространство 4 делится при этом на ячейки, которые с одной стороны ротора увеличиваются в объеме; давление в них падает, и рабочее тело поступает в ячейки через всасывающий патрубок. При дальнейшем вращении ротора объем ячеек уменьшается, рабочее тело сжимается и поступает к потребителям через нагнетательный патрубок. Затем оставшаяся часть рабочего тела расширяется в ячейках, и после сообщения ячеек с всасывающим патрубком происходит всасывание. Таким образом, за один оборот вала совершаются те же процессы, что и в одной полости поршневого компрессора. Водяная рубашка 5 служит для охлаждения стенок корпуса. Степень повышения давления в одном компрессоре составляет пять-шесть. Поэтому для получения сжатого рабочего тела более высоких давлений ставят последовательно два компрессора с промежуточным охладителем.

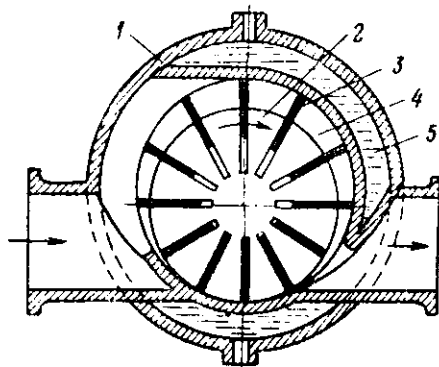


Рис. 11.5. Ротационный пластинчатый компрессор

Регулирование производительности компрессора можно осуществлять изменением числа оборотов вала двигателя, приводящего компрессор, а следовательно, изменением числа оборотов вала компрессора. При постоянном числе оборотов регулирование производится обычно по принципу, рассмотренному в применении к поршневым компрессорам.

Ротационный пластинчатый компрессор имеет сравнительно небольшие габариты и массу и в то же время относительно невысокий к. п. д. Он применяется для малой производительности и небольшой степени повышения давления.

Водокольцевой компрессор. Компрессор имеет ротор 1, эксцентрично вставленный в корпус 2 (рис. II.6). Всасывающие и нагнетательные отверстия неправильной формы (на рисунке заштрихованы) расположены в крышках корпуса. Внутри корпуса, несколько меньше половины его, наливается вода, которая при вращении ротора отжимается к стенкам корпуса, образуя кольцо. Вследствие этого между кольцом и ротором создается серповидное пространство 3, которое ребрами ротора делится на ячейки. Эти ячейки с одной стороны увеличиваются в объеме, и в них всасывается рабочее тело, а с другой — уменьшаются, и в них рабочее тело сжимается и затем выталкивается. После нагнетания и до начала всасывания остающееся рабочее тело расширяется в ячейках. Вода, нагревающаяся при вращении ротора, постепенно заменяется.

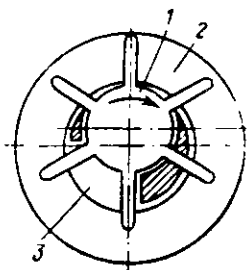


Рис. II.6. Схема водокольцевого компрессора

§ 5. Двухроторные компрессоры

Компрессор Рутса. Схема этого типа двухроторного компрессора изображена на рис. II.7. В корпусе 1 расположены роторы 3, имеющие чаще всего форму восьмерки или трехзубчатую форму. Валы роторов соединены между собой шестернями 2, одна из которых является ведущей и получает движение от вала двигателя. Роторы вращаются в противоположные стороны.

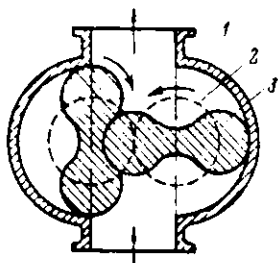


Рис. II.7. Схема двухроторного компрессора Рутса

Вращаясь, они приходят в такое положение, при котором замыкают часть поступающего через всасывающий патрубок рабочего тела в полости между ротором и корпусом. На рисунке показано такое положение левого ротора. При дальнейшем вращении роторы переносят эту часть рабочего тела в сторону нагнетания и, когда ротор сообщает указанную полость с нагнетательным патрубком, рабочее тело вытесняется в нагнетательный патрубок. В это время другой ротор, на рисунке — правый, замыкает часть всасываемого рабочего тела в полости между корпусом и ротором, и затем повторяется описанный процесс для этой полости. Таким образом, за один оборот вала каждый ротор нагнетает два раза.

Между роторами и корпусом, а также между самими роторами имеются зазоры для уменьшения трения. Через эти зазоры происходит утечка части сжатого рабочего тела, уменьшающая производительность компрессора. Утечка тем больше, чем выше давление сжатия, т. е. чем больше степень повышения давления β компрессора. С увеличением β уменьшается и к. п. д. компрессора, поэтому обычно в этих компрессорах степень повышения давления не больше двух. Компрессор Рутса прост по конструкции, но сложен в изготовлении и обладает невысоким к. п. д. Применяется главным образом в качестве нагнетателя для продувки и наддува д. в. с.

Винтовой компрессор. Схема этого компрессора — компрессора Лисхольма — дана на рис. II.8. Роторы 3 и 5 выполнены с винтовыми зубьями

специального профиля и связаны между собой шестернями 2. Между роторами и корпусом 4, а также и между самими роторами имеются небольшие зазоры.

Когда приводом компрессора является паровая или газовая турбина, ее вал соединяется с ротором 5 муфтой. Зубчатая передача 1 позволяет приводить компрессор от низкооборотного электродвигателя или двигателя

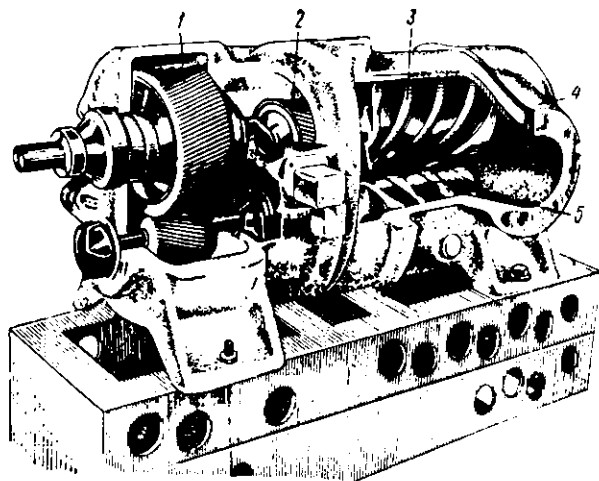


Рис. II.8. Винтовой компрессор

внутреннего сгорания. Частота вращения вала этих компрессоров достигает 10 000 об/мин. Экономически целесообразны степени повышения давления $\beta = 3 \div 4$. Винтовой компрессор обладает высоким к. п. д., может непосредственно соединяться с турбо- или электроприводом ввиду большой частоты вращения, но сложен в изготовлении. Находит применение в газотурбинных установках средней мощности.

ГЛАВА 3

ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ТУРБОКОМПРЕССОРЫ

§ 6. Рабочий процесс в ступени компрессора

На валу компрессора закреплено рабочее колесо (рис. II.9). Вал вращается двигателем. Входная кромка лопаток вращается с окружной скоростью $u_1 = \frac{\pi D_1 n}{60}$, выходная кромка — с окружной скоростью $u_2 = \frac{\pi D_2 n}{60}$, где D_1 и D_2 — внутренний и наружный диаметры колеса; n — частота вращения вала в об/мин. Окружные скорости u_1 и u_2 направлены по касательным к окружностям с диаметрами D_1 и D_2 (рис. II.10).

Рабочее тело поступает в колесо с абсолютной скоростью c_1 под углом α_1 к направлению окружной скорости. Если поток перед входом в колесо не закручен, т. е. поступает радиально, то $\alpha_1 = 90^\circ$. Относительная скорость при входе рабочего тела на лопатки обозначена w_1 , а угол между направлением этой скорости и касательной к внутренней окружности колеса — β_1 . Абсолютная скорость c_1 является диагональю входного параллелограмма (треугольника) скоростей.

Двигаясь в межлопаточном канале, поток изменяет свои скорости. Относительная скорость на выходе из лопаток w_2 меньше w_1 , если поперечное сечение межлопаточного канала увеличивается от входа к выходу. Для

достижения высоких к. п. д. стремятся сохранить относительную скорость постоянной или допускают незначительное ее уменьшение. Угол, составляемый относительной скоростью w_2 с касательной к внешней окружности колеса, обозначен β_2 . Абсолютная скорость c_2 на выходе из колеса и угол α_2 , составляемый ею с направлением окружной скорости, находятся из выходного параллелограмма скоростей.

Рабочее тело поступает в колесо со статическим давлением p_1 и покидает его со статическим давлением p_2 . Плотность рабочего тела на входе в колесо — ρ . Если в ступени повышение давления невысокое, изменением плотности можно пренебречь. Предположим, что колесо неподвижно, а рабочее тело имеет такие скорости w_1 и w_2 , которые являются его относительными

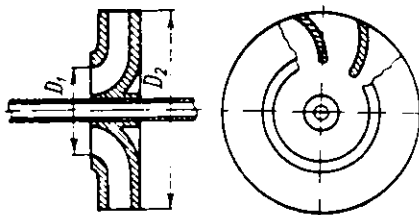


Рис. 11.9. Колесо центробежного турбокомпрессора

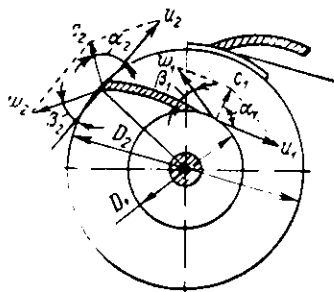


Рис. 11.10. К рабочему процессу в ступени центробежного турбокомпрессора

скоростями, когда колесо вращается. В этом случае полная энергия рабочего тела на входе в колесо равна $\frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2}$, а на выходе из колеса $\frac{p_2}{\rho} + \frac{w_2^2}{2}$. При отсутствии потерь в колесе

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{w_2^2}{2}.$$

Когда колесо вращается, рабочее тело получает дополнительную энергию в виде работы l_u от возникающей при вращении центробежной силы. Поэтому для вращающегося колеса

$$\frac{p_2}{\rho} + \frac{w_2^2}{2} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} + l_u. \quad (\text{II.3})$$

Величину l_u можно определить. Центробежная сила

$$f = \frac{Mu^2}{r} = \frac{M(\omega r)^2}{r} = M\omega^2 r,$$

где M — масса рабочего тела; ω — угловая скорость вращения вала; r — радиус вращения; $u = \omega r$ — окружная скорость.

Для 1 кг рабочего тела $f = \omega^2 r$. При перемещении 1 кг рабочего тела на бесконечно малое расстояние dr работа центробежной силы

$$dl_u = f dr = \omega^2 r dr.$$

При перемещении 1 кг рабочего тела с окружности радиуса r_1 (диаметра D_1) на окружность радиуса r_2 (диаметра D_2) работа силы f равна

$$l_u = \int_{r_1}^{r_2} \omega^2 r dr = \omega^2 \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}.$$

Подставляя это значение l_u в уравнение (II.3), получим

$$\frac{p_2}{\rho} + \frac{w_2^2}{2} = \frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}.$$

Отсюда

$$p_2 - p_1 = \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \rho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}. \quad (\text{II.4})$$

Как видно из последнего уравнения, повышение статического давления, т. е. статический напор $H_{cm} = p_2 - p_1$, создаваемый колесом компрессора, состоит из двух частей: статического напора, создаваемого колесом за счет уменьшения относительной скорости потока,

$$H_{cmw} = \rho \frac{w_1^2 - w_2^2}{2}$$

и статического напора, создаваемого колесом за счет действия центробежной силы,

$$H_{cmu} = \rho \frac{u_2^2 - u_1^2}{2},$$

т. е.

$$H_{cm} = H_{cmu} + H_{cmw}.$$

Абсолютная скорость потока увеличивается в колесе от c_1 до c_2 . Эта скорость может быть преобразована в статическое давление. Поэтому

$$H_\partial = \rho \frac{c_2^2 - c_1^2}{2}$$

представляет собой динамический напор, создаваемый колесом компрессора.

Полный теоретический напор, создаваемый колесом компрессора:

$$H'_0 = H_{cm} + H_\partial;$$

$$H'_0 = \rho \left(\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \right). \quad (\text{II.5})$$

Пользуясь треугольниками скоростей на рис. II.10, можно получить:

$$\frac{u_2^2 - w_2^2 + c_2^2}{2} = u_2 c_2 \cos \alpha_2; \quad \frac{u_1^2 - w_1^2 + c_1^2}{2} = u_1 c_1 \cos \alpha_1.$$

Поэтому

$$H'_0 = \rho (u_2 c_2 \cos \alpha_2 - u_1 c_1 \cos \alpha_1). \quad (\text{II.6})$$

Величины $c_2 \cos \alpha_2$ и $c_1 \cos \alpha_1$ есть проекции скоростей c_2 и c_1 на направление окружной скорости. Они являются касательными (тангенциальными) скоростями, или скоростями закручивания потока на выходе из колеса и на входе в него. Обозначая эти скорости соответственно c_{2u} и c_{1u} , можно написать

$$H'_0 = \rho (u_2 c_{2u} - u_1 c_{1u}). \quad (\text{II.7})$$

Формулы для H'_0 получены в предположении, что относительная скорость потока на каком-либо диаметре постоянна по всей окружности. Этому условию удовлетворяет колесо, число лопаток которого бесконечно велико. При конечном числе лопаток колеса относительная скорость не постоянна по всей окружности, в силу чего теоретический напор H'_0 , создаваемый таким колесом, меньше теоретического напора H_0 . Можно положить

$$H_0 = \psi H'_0, \quad (\text{II.8})$$

где $\psi = 0,80 \div 0,95$.

Из уравнений (11.7) и (11.8) следует, что когда $c_{1u} = 0$, т. е. когда поток не закручен и входит в колесо радиально ($\alpha_1 = 90^\circ$), то напор достигает максимального значения:

$$H_{0 \max} = \rho \psi u_2 c_{2u}$$

На выходе из колеса рабочее тело может обладать значительной скоростью c_2 . Для преобразования этой скорости в статическое давление часто вокруг колеса располагают диффузор (направляющий аппарат), который может быть безлопаточным и лопаточным. Безлопаточный диффузор представляет собой два кольцевых диска, охватывающих с зазором рабочее колесо по внешней его окружности. В лопаточном диф-

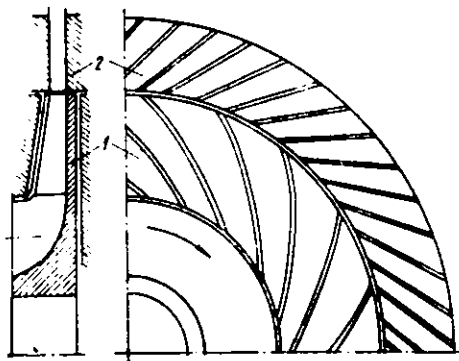


Рис. 11.11. Схема части рабочего колеса с лопаточным диффузором центробежного турбокомпрессора:

1 — рабочее колесо; 2 — лопаточный диффузор

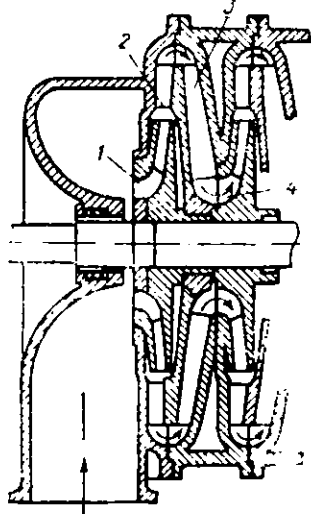


Рис. 11.12. Схема двух ступеней многоступенчатого центробежного турбокомпрессора

фузоре между дисками располагаются лопатки, изогнутые в сторону, противоположную рабочим лопаткам. За рабочим колесом часто устраивается и спиральный диффузор (улитка), по которому рабочее тело отводится из компрессора и в котором также скорость преобразуется в давление. На рис. 11.11 дана схема части рабочего колеса с расположенным за ним лопаточным диффузором.

Степень повышения давления β в одноступенчатом компрессоре невелика. Обычно $\beta = 1,2 \div 1,5$, но в отдельных случаях доходит до 4. Вследствие сравнительно небольших значений β для получения рабочего тела с достаточно высоким давлением приходится последовательно устанавливать несколько ступеней, т. е. переходить к многоступенчатым компрессорам. На рис. 11.12 представлены две ступени многоступенчатого компрессора. Рабочее тело поступает на лопатки первого рабочего колеса 1, проходит диффузор 2, после чего поворачивается и входит в обратный направляющий канал 3. По этому каналу рабочее тело подводится к рабочему колесу 4 второй ступени компрессора.

§ 7. Коэффициенты полезного действия и затрата мощности на привод компрессора

Напор H , развиваемый ступенью реального компрессора, меньше теоретического напора H_0 на величину потерь напора в ступени. Эти потери возникают от изменения направления рабочего тела на входе в колесо, от тре-

ния рабочего тела о стенки канала колеса, при течении рабочего тела в диффузоре. Отношение

$$\eta = H/H_0$$

называется гидравлическим к. п. д. ступени.

Напор создается за счет затраты работы. Если обозначить работу, затрачиваемую на 1 кг рабочего тела для получения теоретического напора H_0 , через l_0 , а ту часть этой работы, которая создает напор H , — через l , то

$$\eta_e = H/H_0 = l/l_0.$$

Работа l_i , действительно подводимая к ступени компрессора для получения полезного напора H и отнесения к 1 кг рабочего тела, поступающего в нагнетательную трубу, больше работы l_0 , во-первых, вследствие потери на трение колеса о рабочее тело, а во-вторых, вследствие утечки части сжатого рабочего тела через зазор между корпусом и колесом (см. рис. II.11). Отношение

$$\eta_i = l/l_i$$

учитывающее все потери в ступени, представляет собой относительный внутренний к. п. д. ступени.

Для определения η_e и η_i необходимо вычислить работу l , которая, согласно уравнению (I.211), равна $\int_1^2 v dp$, если пренебречь разностью кинетических энергий на выходе из ступени и на входе в нее и иметь в виду, что для компрессоров считается положительной затрачиваемая работа. Однако вычисление $\int_1^2 v dp$, требующее знания зависимости между v и p в процессе сжатия, в общем случае представляет значительные трудности. Поэтому здесь, так же как для поршневых компрессоров, рассматриваются такие процессы сжатия, при которых вычисление l является достаточно простым. В качестве таких сравнительных процессов берут обратимые адиабатный, изотермический и политропный процессы. Соответственно используются следующие коэффициенты, называемые к. п. д. ступени: внутренний адиабатный к. п. д. $\eta_{i\text{ ад}}$, внутренний изотермический к. п. д. $\eta_{i\text{ из}}$ и политропный к. п. д. $\eta_{i\text{ пол}}$:

$$\eta_{i\text{ ад}} = l_{\text{ад}}/l_i; \quad \eta_{i\text{ из}} = l_{\text{из}}/l_i; \quad \eta_{i\text{ пол}} = l_{\text{пол}}/l_i.$$

Работа $l_{\text{ад}}$ определяется по формулам (I.213) — (I.216), $l_{\text{из}}$ — по формуле (I.212), $l_{\text{пол}}$ — по формуле (I.218). Работа l_i может быть определена по формуле

$$l_i = \frac{M + M_{\text{ут}}}{M} l_0 + l_r,$$

где M — массовая производительность компрессора в кг/с; $M_{\text{ут}}$ — утечка рабочего тела в кг/с; l_r — работа, затрачиваемая на преодоление трения диска о рабочее тело, отнесенная к 1 кг. Значения $M_{\text{ут}}$ и l_r могут быть определены экспериментально или по соответствующим формулам.

Средние численные значения к. п. д. следующие:

$$\eta_{i\text{ ад}} = 0,75 \div 0,85; \quad \eta_{i\text{ из}} = 0,60 \div 0,75; \quad \eta_{i\text{ пол}} = 0,72 \div 0,82.$$

Мощность, затрачиваемая внутри корпуса компрессора, если считать для простоты, что все z его ступеней работают одинаково, может быть вычислена по формуле

$$N_i = z \frac{l_i V \rho_1}{\eta_i} = z \frac{l_{\text{ад}} V \rho_1}{\eta_{i\text{ ад}}} = \frac{l_{\text{из}} V \rho_1}{\eta_{i\text{ из}}} = z \frac{l_{\text{пол}} V \rho_1}{\eta_{i\text{ пол}}}. \quad (\text{II.9})$$

Здесь V — объемная производительность компрессора в $\text{м}^3/\text{с}$; ρ_1 — плотность рабочего тела при входе в компрессор в $\text{кг}/\text{м}^3$; l , l_{ad} , $l_{из}$, $l_{но.д}$ — берутся в $\text{кДж}/\text{кг}$. Если эти величины взять в $\text{кгс} \cdot \text{м}/\text{кгс}$, то в знаменателе (II.9) должен стоять коэффициент 102.

Мощность на валу компрессора

$$N_e = N_i / \eta_m, \quad (\text{II.10})$$

где η_m — механический к. п. д., учитывающий потери на трение вала компрессора в подшипниках; можно принимать $\eta_m = 0,97 \div 0,99$.

§ 8. Примеры конструкции компрессоров и их деталей. Регулирование компрессоров

Основными частями компрессора являются: корпус, имеющий разъем в горизонтальной и вертикальной плоскостях и опирающийся на фундаментную плиту; ротор, состоящий из вала с насаженными на него рабочими колесами; диффузоры; лабиринтовые уплотнения между корпусом и рабочими колесами на стороне всасывания и между корпусом и валом. Кроме того, компрессоры снабжаются охлаждающими устройствами.

Рабочие колеса стационарных компрессоров выполняются обычно закрытого типа. Задний (рабочий) диск колеса изготавливается за одно целое со ступицей (см. рис. II.9).

Рабочие лопатки изготавливаются штамповкой и фрезерованием. Штампованные части Z-образной формы приклепываются к заднему и переднему дискам колеса. В зависимости от величины угла выхода β_2 рабочие лопатки можно разделить на три основные группы: лопатки, загнутые назад, — $\beta_2 < 90^\circ$ (лопатки 1 на рис. II.13); лопатки, оканчивающиеся радиально, — $\beta_2 = 90^\circ$ (лопатки 2 на рис. II.13); лопатки, загнутые вперед, — $\beta_2 > 90^\circ$ (лопатки 3 на рис. II.13). В компрессорах применяются лопатки, загнутые назад и оканчивающиеся радиально, причем в стационарных установках применяются преимущественно лопатки, загнутые назад — ввиду их более высокого к. п. д.

Корпуса компрессоров изготавливаются обычно чугунными литыми, диски рабочих колес — из легированных сталей, рабочие лопатки — из листовой стали или легких сплавов.

Охлаждение компрессоров может быть внешним и внутренним. При внешнем охлаждении рабочее тело, пройдя несколько неохлаждаемых ступеней — секцию компрессора, поступает в охладитель, представляющий собой трубчатый холодильник, и после охлаждения идет в следующую секцию компрессора. При внутреннем охлаждении рабочее тело охлаждается в каждой ступени при прохождении им диффузора и обратного канала. Для усиления охлаждающего эффекта внутреннюю поверхность охлаждающей полости часто делают ребристой. Система внутреннего охлаждения конструктивно является более сложной, чем система внешнего охлаждения.

Общий вид и поперечный разрез компрессора для сжатия воздуха типа ОК-500-92 НЗЛ представлены на рис. II.14. Производительность компрессора, отнесенная к условиям всасывания (20°С ; $1 \text{ кгс}/\text{см}^2$) составляет $8,33 \text{ м}^3/\text{с}$ ($500 \text{ м}^3/\text{мин}$). Конечное давление $9 \text{ кгс}/\text{см}^2$. Компрессор девятиступенчатый, разбит на три секции с двумя промежуточными охладителями. При переходе в следующую ступень рабочее тело вследствие сжатия обладает меньшим объемом. Это требует меньших проходных сечений, что дости-

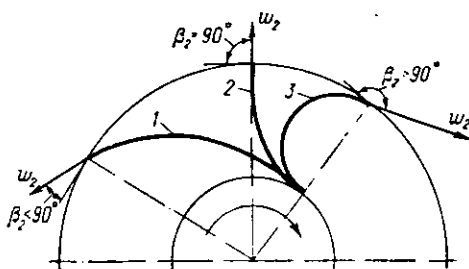


Рис. II.13. Типы рабочих лопаток центробежных турбокомпрессоров

гается уменьшением диаметра колеса или ширины лопаток или тем и другим вместе. На рисунке диаметры колес уменьшаются при переходе от одной секции к другой. Частота вращения вала 6700 об/мин. Компрессор приводится электродвигателем мощностью 2320 кВт (3250 л. с.).

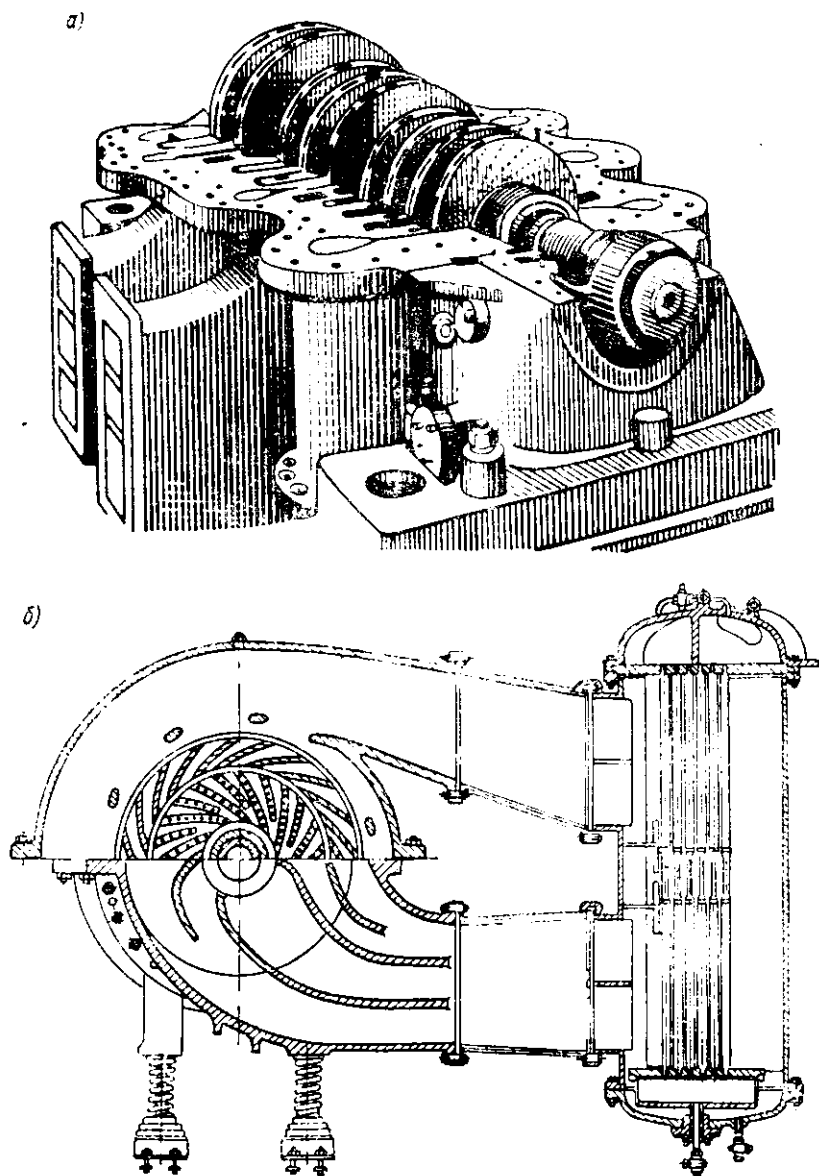


Рис. 11.14. Турбокомпрессор ОК-500-92 НЗЛ: а — общий вид; б — поперечный разрез

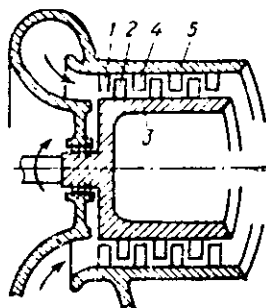
Регулирование в области устойчивой работы компрессора осуществляется в основном для выполнения следующих задач: для поддержания постоянным конечного давления при переменной производительности; для поддержания постоянной производительности при переменном конечном давлении. В обоих случаях регулирование производится двумя основными способами: изменением числа оборотов вала компрессора; дросселированием рабочего тела на входе в компрессор. Регулирование изменением числа оборотов осуществляется главным образом тогда, когда приводом компрессора является паровая турбина.

Центробежный турбокомпрессор легко непосредственно соединяется с турбоприводом и имеет сравнительно небольшие габариты и массу. Поэтому его наиболее часто применяют для получения большой производительности и не очень высокой степени повышения давления.

ОСЕВЫЕ ТУРБОКОМПРЕССОРЫ

Осевые компрессоры состоят из рядов рабочих лопаток 2, насаженных на диски или на общий барабан 3, и рядов неподвижных направляющих лопаток 4, укрепленных в корпусе 5 за каждым рядом рабочих лопаток (рис. 11.15). Направляющие лопатки образуют направляющие аппараты. Часто перед первым рядом рабочих лопаток располагается входной направляющий аппарат 1.

Рабочее тело поступает в каналы рабочих лопаток 1 с абсолютной скоростью c_1 в осевом направлении, если отсутствует входной направляющий аппарат. При наличии последнего поток закручивается и поступает на лопатки под углом α_1 к направлению вращения (рис. II.16). Окружная ско-



I — треугольник скоростей при входе в каналы рабочих лопаток; *II* — при выходе из каналов рабочих лопаток; *III* — при входе в направляющий аппарат и выходе из него

157

определяются из треугольника скоростей. Пройдя каналы рабочих лопаток, поток уходит с относительной скоростью w_2 под углом β_2 к направлению вращения. Абсолютная скорость потока на выходе c_2 и угол α_2 , составляемый этой скоростью с направлением вращения, определяются из треугольника скоростей.

Из каналов рабочих лопаток поток поступает на направляющие лопатки 2, поворачивающие поток. Как правило, на направляющих лопатках происходит уменьшение абсолютной скорости с преобразованием ее в статическое давление. Поток покидает направляющий аппарат с абсолютной скоростью c_3 под углом α_3 , причем для изображенной ступени $c_3 = c_1$.

Полный теоретический напор, создаваемый ступенью компрессора, согласно изложенному в предыдущей главе и с учетом того, что для ступеней осевых компрессоров $u_2 = u_1 = u$, можно определить по формулам (при $c_3 = c_1$):

$$H_0 = \rho \left(\frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \right); \quad (\text{II.11})$$

$$H_0 = \rho u (c_{2u} - c_{1u}). \quad (\text{II.12})$$

Окружные составляющие c_{1u} , c_{2u} и c_{3u} абсолютных скоростей c_1 , c_2 и c_3 показаны на рис. II.16. Осевые составляющие приняты одинаковыми — c_a .

§ 10. Коэффициенты полезного действия и затрата мощности на привод компрессора. Пример конструкции компрессора

Действительный напор H , создаваемый ступенью осевого компрессора, меньше теоретического напора H_0 вследствие потерь на трение рабочего тела в межлопаточных каналах. Для создания напора H необходима ра-

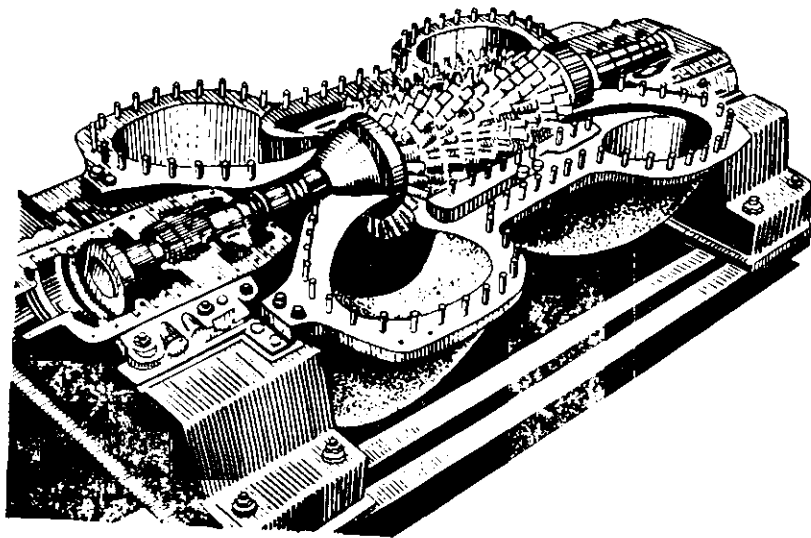


Рис. II.17. Общий вид осевого турбокомпрессора

бота l . Работа l_i , действительно подводимая в ступени компрессора для получения полезного напора H , больше работы l из-за наличия кроме указанной еще следующих потерь: на трение между ротором и рабочим телом; от утечек рабочего тела в зазорах между корпусом и рабочими лопатками и между ротором и направляющими лопатками. Отношение

$$\eta_i = l/l_i$$

представляет собой относительный внутренний к. п. д. ступени.

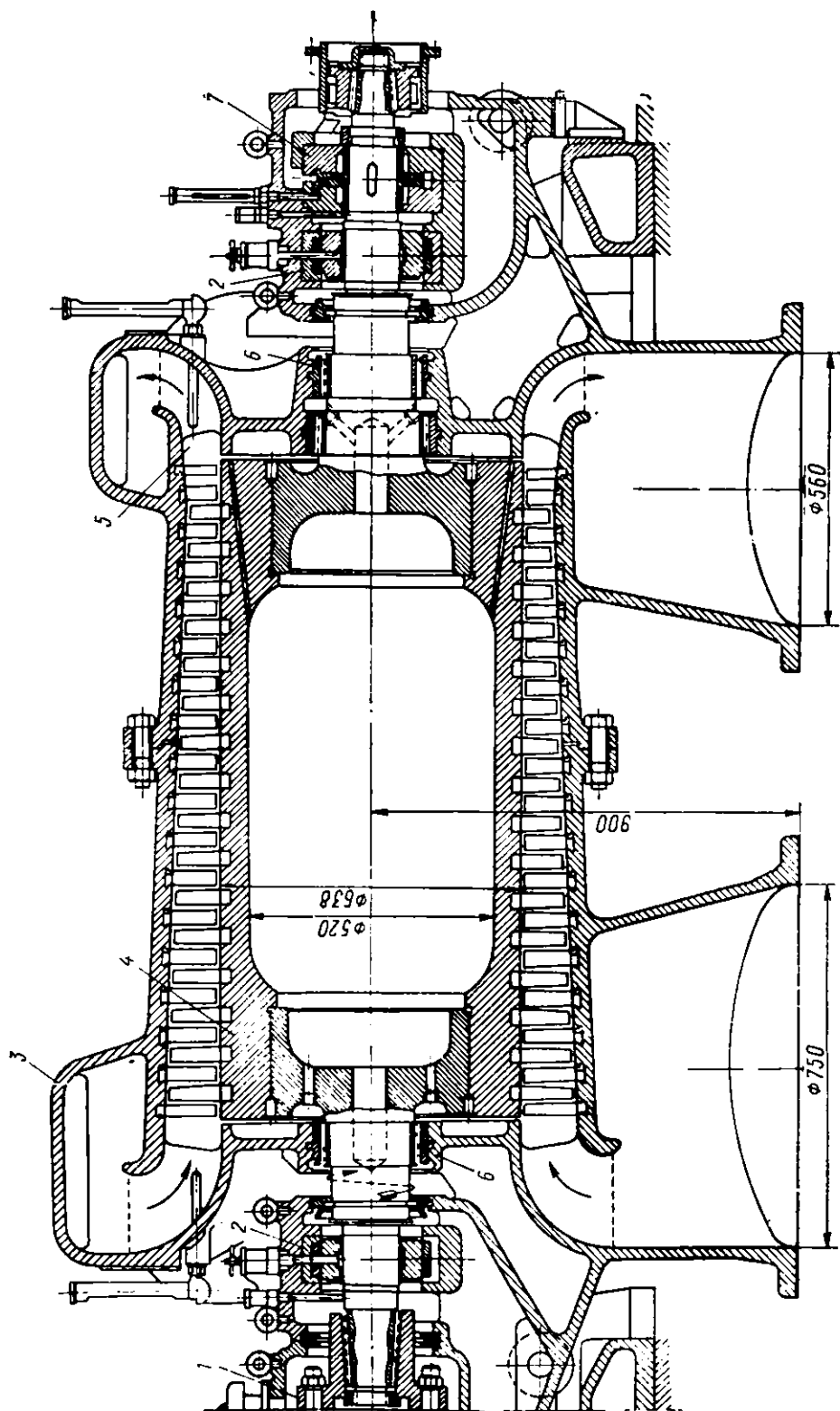


Рис. 11.18. Продольный разрез осевого компрессора газотурбинной установки:

1 — часть муфты, соединяющей валы турбины и компрессора; 2 — опорный подшипник; 3 — корпус компрессора; 4 — ротор; 5 — диффузор; 6 — лабиринтные уплотнения; 7 — упорный подшипник

Для характеристики ступени осевого компрессора, так же как и центробежного (см. предыдущую главу), употребляются следующие к. п. д.: внутренний адиабатный $\eta_{i, ad}$, внутренний изотермический $\eta_{i, is}$ и политропный $\eta_{i, pol}$. При невысоких степенях повышения давления $\eta_{i, pol}$ мало отличается от $\eta_{i, ad}$, значение которого в современных осевых компрессорах достигает 0,88—0,90.

Мощность, затрачиваемую на привод компрессора, можно определить так же, как для центробежных компрессоров. При этом механический к. п. д., учитывающий потери на трение вала в подшипниках, затрату мощности на привод системы регулирования и др., можно принять $\eta_m = 0,92 \div 0,98$.

На рис. 11.17 представлен общий вид десятиступенчатого компрессора производительностью 35 м³/с (2100 м³/мин) со степенью повышения давления $\beta = 3,1$.

На рис. 11.18 приведен продольный разрез осевого компрессора газотурбинной установки. Производительность компрессора 19,2 м³/с (1152 м³/мин) при температуре поступающего воздуха 15° С. Частота вращения вала компрессора, приводимого газовой турбиной, 5000 об/мин. Число ступеней 16, степень повышения давления $\beta = 3,5$. Корпус компрессора чугунный, с вертикальным и горизонтальным разъемами. Заодно с нижней половиной корпуса отлиты входной и выходной патрубки. Ротор кованый барабанный. Рабочие лопатки укреплены в кольцевых пазах, выполненных в барабане, а направляющие лопатки — непосредственно в корпусе. Перед первым рядом рабочих лопаток установлен входной направляющий аппарат. За последним рядом рабочих лопаток установлен спрямляющий аппарат, состоящий из двух рядов направляющих лопаток. За последним рядом направляющих лопаток установлен диффузор. Для уменьшения утечек воздуха устроены лабиринтовые уплотнения. Ротор компрессора опирается на подшипники.

Регулирование осевых компрессоров производится в основном для выполнения тех же задач и достигается теми же способами, что и у центробежных компрессоров.

Осевой компрессор обладает высоким к. п. д. и может развивать большую производительность. поэтому, несмотря на некоторую сложность изготовления, он нашел применение в газотурбинных установках.

ГЛАВА 5

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В ТУРБИННОЙ СТУПЕНИ

§ 11. Устройство турбины

На рис. II.19 дана схема простейшей турбины. На валу 1 турбины закреплен диск 2 с рабочими лопатками 3. В корпусе турбины 5 расположены сопла 4. Рабочее тело поступает в сопла, в которых давление его уменьшается от p_0 до p_1 , а скорость возрастает от c_0 до c_1 . С большой скоростью рабочее тело из сопел поступает в каналы рабочих лопаток, где часть кинетической энергии преобразуется в работу вращения лопаток. Вследствие этого скорость уменьшается от c_1 до c_2 . Давление на рабочих лопатках не изменяется. Со скоростью c_2 рабочее тело покидает турбину. Характер изменения скорости и давления показан на рис. II.19. Рассмотренная турбина имеет низкий к. п. д. и малую мощность, поэтому применяется главным образом в случае, когда основными требованиями являются простота конструкции, дешевизна и удобство обслуживания.

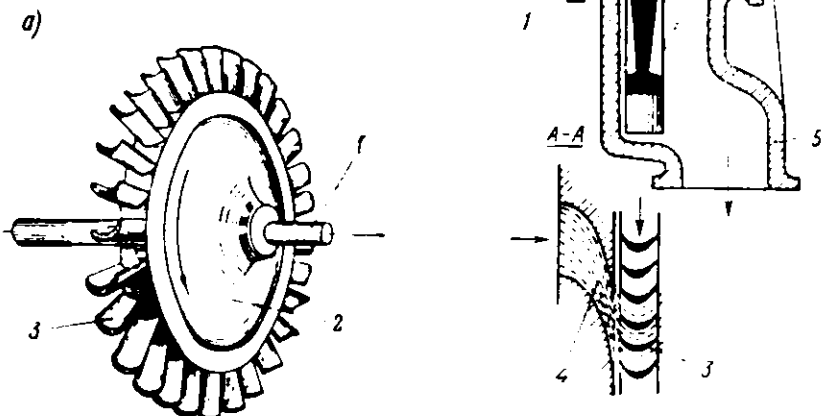


Рис. II.19. Одновечная турбина: а — турбинный диск; б — схема турбины

Такие условия имеют место, например, когда турбина является приводом вспомогательного масляного насоса, действующего в системе смазки крупной турбинной установки; этот насос работает всего несколько часов в месяц, и низкий к. п. д. турбины не имеет существенного значения.

На рис. II.20 изображена схема одного из типов современных турбин. На валу 9 турбины закреплены неподвижно диски 8, на которых, в свою очередь, закреплены рабочие лопатки 3 и 5. Между дисками расположены диффрагмы 7, закрепленные в корпусе 10 турбины. В корпусе устроены сопла 2, в диффрагмах — сопла 4. Сопла одного ряда образуют в совокупности сопловую решетку. Пар в паровой турбине или газ в газовой турбине поступает из кольцевой камеры 1 в сопла 2. В соплах происходит частичное падение давления, сопровождающееся ростом скорости. С большой скоростью пар или газ поступает в каналы, образованные рабочими лопатками 3, — в рабочую решетку. На рабочих лопатках пар или газ отдает часть кинетической энергии на работу вращения лопаток, вследствие чего скорость пара или газа уменьшается. Из рабочей решетки рабочее тело поступает в сопла 4. Здесь вновь происходит частичное падение давления, а возросшая скорость используется на рабочих лопатках 5. Подобным же образом рабочее тело проходит последующие сопловые и рабочие решетки и уходит в выпускной патрубок турбины 6. Рабочие лопатки вращают диски и вал турбины. Если вал турбины соединяется с валом электрического генератора, то механическая энергия преобразуется в электрическую энергию.

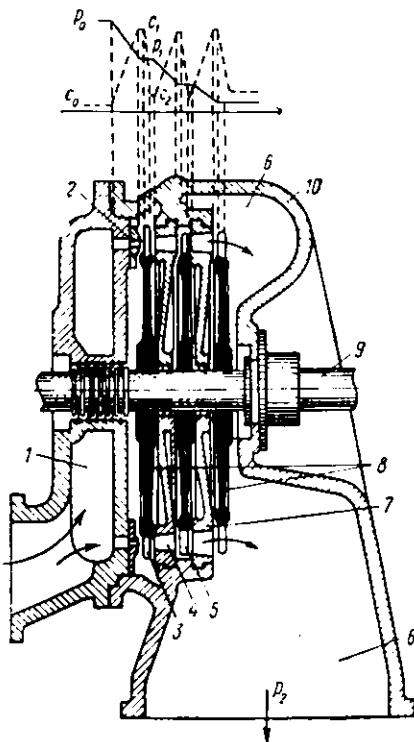


Рис. II.20. Схема многоступенчатой активной турбины

Сопла могут быть расположены против всех рабочих лопаток (по всей окружности), так что пар или газ поступает сразу ко всем рабочим лопаткам. Такой подвод рабочего тела называется *полным*. Когда же сопла располагаются против части рабочих лопаток и пар или газ поступает только к тем лопаткам, которые в данный момент находятся против сопел, тогда подвод рабочего тела называется *парциальным* (рис. II.21).

Рассмотренная турбина представляет собой пример конструктивного выполнения активной турбины. Существуют также реактивные турбины, конструкция которых схематически показана на рис. II.36. Здесь сопловая решетка образуется направляющими лопатками, укрепленными неподвижно в корпусе турбины. Рабочая решетка образуется лопатками, укрепленными на барабане. В отдельных случаях при больших скоростях вращения последние ряды рабочих лопаток насаживаются на отдельные диски.

Сопла вместе с расположенными за ними рабочими лопатками образуют ступень давления — ступень турбины. Турбина, состоящая из нескольких ступеней давления, называется *многоступенчатой*. Как можно видеть, на рис. II.19 представлена одноступенчатая турбина; на рис. II.20 — многоступенчатая, состоящая из трех активных ступеней

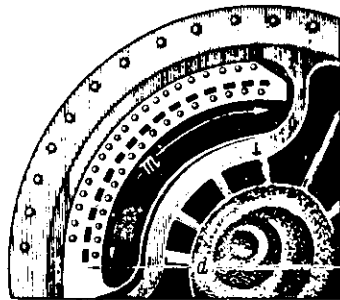


Рис. II.21. Схема парциального подвода пара

давления; на рис. II.36 — состоящая из девяти реактивных ступеней. При определенном режиме работы в каждой ступени устанавливаются вполне определенные параметры пара или газа.

§ 12. Преобразование энергии на лопатках

6-7.

Пар или газ поступает к сопловой решетке с давлением p_0 и энтальпией i_0 . Расширяясь в соплах, пар или газ понижает давление до значения p_1 , а энтальпию — до значения $i_{1'}$, если процесс в соплах рассматривается как изоэнтропный (обратимый адиабатный), и до значения i_1 в действительном процессе.

Разность энтальпий

$$h_{01} = i_0 - i_{1'} \quad (\text{II.13})$$

представляет собой располагаемый перепад энтальпий в соплах (см. стр. 87).

С давлением p_1 и действительной энтальпией i_1 пар или газ покидает сопловую решетку и поступает в каналы рабочих лопаток, на которых в общем случае происходит дальнейшее расширение пара или газа и давление уменьшается до значения p_2 . Соответственно уменьшается энтальпия до значения $i_{2'}$, если процесс расширения принимается изоэнтропным.

Разность энтальпий

$$h_{02} = i_1 - i_{2'} \quad (\text{II.14})$$

представляет собой располагаемый перепад энтальпий в каналах рабочих лопаток.

Сумма

$$h_0 = h_{01} + h_{02} \quad (\text{II.15})$$

есть располагаемый перепад энтальпий в ступени.

Отношение

$$\rho = h_{02}/h_0$$

называется степенью реакции ступени.

Если $\rho = 0$, то $h_{02} = 0$, т. е. отсутствует перепад энтальпий в каналах рабочих лопаток. Это значит, что давление здесь не изменяется; оно уменьшается только в соплах. Такая ступень называется активной, а турбина, состоящая из активных ступеней, — активной турбиной. Если степень реакции $\rho = 0,4 \div 0,6$ (чаще всего $\rho = 0,5$), ступень называется реактивной, а турбина, состоящая из реактивных ступеней, — реактивной турбиной. В современных турбинах применяются ступени с различными степенями реакции.

Рассмотрим процесс в турбинной ступени со степенью реакции $0 \leq \rho \leq 0,5$. Пар или газ поступает в сопловую решетку со скоростью c_0 . За счет перепада энтальпий в соплах скорость рабочего тела растет и оно вытекает при изоэнтропном процессе со скоростью $c_{1'}$ [см. формулы (I.179) и (I.182)]:

$$c_{1'} = 44,7 \sqrt{i_0 - i_{1'} + \frac{c_0^2}{2000}}; \quad (\text{II.16})$$

$$c_{1'} = 91,5 \sqrt{i_0 - i_{1'} + \frac{c_0^2}{8380}}. \quad (\text{II.17})$$

Для газа скорость $c_{1'}$ можно определить и по формуле (I.174). Следует иметь в виду, что скорость изоэнтропного истечения, обозначенная здесь $c_{1'}$, в теории истечения (часть первая) обозначалась c_1 .

Действительная скорость истечения через сопла c_1 меньше $c_{1'}$ и равна

$$c_1 = \varphi c_{1'}, \quad (\text{II.18})$$

где φ — скоростной коэффициент сопел.

С абсолютной скоростью c_1 под углом α_1 пар или газ поступает на рабочие лопатки (рис. II.22), вращающиеся с окружной скоростью u . Эта скорость рассматривается на среднем диаметре диска, т. е. диаметре диска, проходящем через середину лопаток и называемом **д и а м е т р о м** **с т у п е н и** d . Если частота вращения вала турбины составляет n об/мин, то окружная скорость

$$u = \frac{\pi d n}{60}. \quad (\text{II.19})$$

Пар или газ, поступаая на рабочие лопатки, имеет определенную скорость относительно лопаток — относительную скорость w_1 . Для определения w_1 и угла β_1 , составляемого этой скоростью с плоскостью диска, строят треугольник скоростей при входе рабочего тела на лопатки (рис. II.22). Из этого треугольника величина w_1 определяется как геометрическая разность между c_1

и u . Угол β_1 может быть измерен непосредственно или определен из уравнения

$$\sin \beta_1 = \frac{c_1}{w_1} \sin \alpha_1.$$

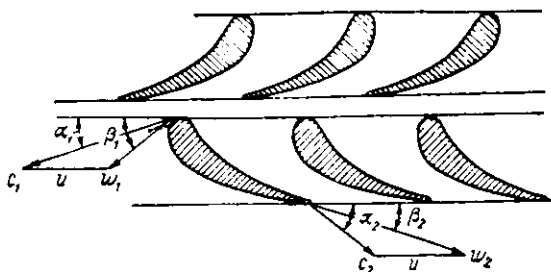


Рис. II.22. Треугольники скоростей турбинной ступени

При изэнтропном течении пар или газ выходит из рабочих лопаток с относительной скоростью w_{2t} под углом β_2 , определяемым выходными кромками лопаток. Значение w_{2t} может быть вычислено исходя из того,

что увеличение относительной скорости рабочего тела на лопатках происходит вследствие уменьшения его давления и энтальпии. Поэтому соответственно формулам (II.16) и (II.17) пишем:

$$w_{2t} = 44,7 \sqrt{i_1 - i_{2t} + \frac{w_1^2}{2000}}; \quad (\text{II.20})$$

$$w_{2t} = 91,5 \sqrt{i_1 - i_{2t} + \frac{w_1^2}{8380}}. \quad (\text{II.21})$$

В формуле (II.20) i_1 и i_{2t} берутся в кДж/кг, а в формуле (II.21) — в ккал/кгс.

Вследствие потери кинетической энергии на рабочих лопатках действительная относительная скорость на выходе из лопаток w_2 меньше w_{2t} и равна

$$w_2 = \psi w_{2t}, \quad (\text{II.22})$$

где ψ — **с к о р о с т н о й** **к о э ф ф и ц и е н т** **л о п а т о к**.

Отдавая кинетическую энергию на работу вращения лопаток, пар или газ уходит с абсолютной скоростью c_2 — меньшей, чем c_1 . Для определения величины c_2 и угла α_2 , составляемого скоростью c_2 с плоскостью диска, строят выходной треугольник скоростей по известным значениям w_2 , β_2 и u (рис. II.22).

Рассмотрим теперь чисто активную ступень. Входной треугольник скоростей строится, как указано выше; из него определяются w_1 и β_1 . В этой ступени $p = 0$, $h_{02} = 0$ и, следовательно, $i_{2t} = i_1$. Поэтому, согласно формуле (II.20), $w_{2t} = w_1$ и, значит, $w_2 = \psi w_1$. Для рассматриваемых ступеней обычно принимают $\beta_2 = \beta_1 - (3-10^\circ)$. По значениям w_2 , β_2 и u строится выходной треугольник скоростей и определяются c_2 и α_2 .

Давление пара или газа в каналах рабочих лопаток рассматриваемой ступени остается постоянным. Следовательно, остается постоянным удельный

объем v и при отсутствии потерь относительная скорость w . Поэтому, согласно уравнению неразрывности

$$F = \frac{Mv}{w}, \quad (II.23)$$

должно оставаться постоянным и сечение канала F для прохода пара или газа. В действительности вследствие потерь на рабочих лопатках уменьшается

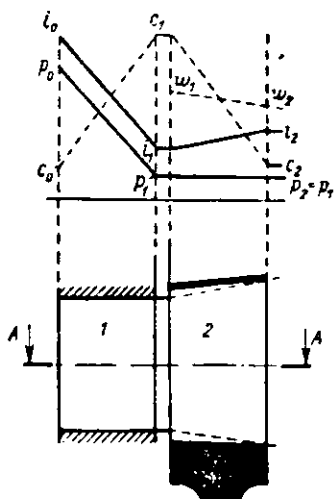


Рис. II.23. Схема активной ступени:
1 — сопла; 2 — рабочие лопатки

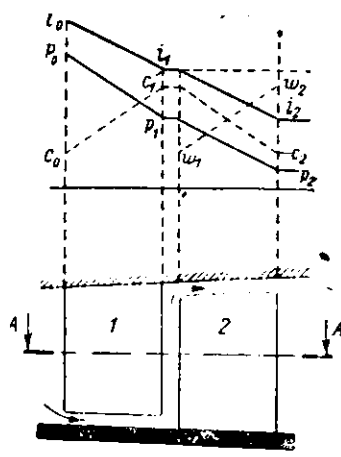


Рис. II.24. Схема реактивной ступени:
1 — направляющие лопатки; 2 — рабочие лопатки

относительная скорость рабочего тела и увеличивается его удельный объем, поэтому в соответствии с уравнением (II.23) должно увеличиваться и сечение канала F . Это достигается постепенным увеличением высоты лопаток, что и показано на рис. II.23, представляющем схему активной ступени. На рисунке показан также характер изменения основных величин в ступени. Рассмотрим, наконец, реактивную ступень со степенью реакции $\rho = 0,5$. В такой ступени $h_{01} = h_{02}$, т. е. $i_0 - i_1 = i_1 - i_2$ и обычно $c_0 = w_1$. Тогда, согласно формулам (II.16) и (II.20), $c_{11} = w_{21}$. В этих ступенях можно

принять также $\varphi = \psi$, тогда не только $w_2 = c_1$, но и $w_2 = c_1$. Кроме того, обычно $\beta_2 = \alpha_1$. Но если $w_2 = c_1$ и $\beta_2 = \alpha_1$, то из рис. II.20 ясно, что $c_2 = w_1$ и $\alpha_2 = \beta_1$.

Таким образом, при $\rho = 0,5$ входной и выходной треугольники скоростей одинаковы. Профили направляющих и рабочих лопаток идентичны и при докритических скоростях пара или газа образуют суживающиеся каналы. На рис. II.24 представлена схема реактивной ступени и характер изменения в ней основных величин.

§ 13. Работа пара или газа на рабочих лопатках

Струя пара или газа с большой скоростью поступает из сопел в каналы рабочих лопаток. Вследствие криволинейной формы канала (рис. II.25) пар или газ изменяет направление своего движения. На каждый элемент струи рабочего тела действует при этом центробежная сила. Наличие этих

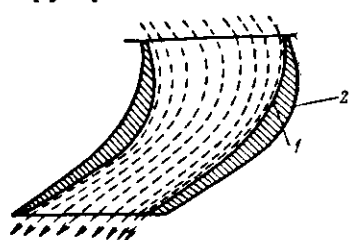


Рис. II.25. К действию рабочего тела на рабочие лопатки

сил вызывает неравномерное распределение давления в струе. В результате давление на вогнутую поверхность лопаток 1 больше, чем давление на спинку лопаток 2. Эта разность давлений и является той силой, под действием которой вращаются лопатки.

Итак, пар или газ действует на лопатки с силой P . С равной, но противоположно направленной силой действуют лопатки на пар или газ. Согласно уравнению количества движения, импульс силы равен изменению количества движения. Но импульс силы в секунду равняется самой силе, поэтому для пара или газа, текущего в каналах рабочих лопаток, можно написать

$$-P = M (c_2 - c_1),$$

где M — секундный массовый расход пара или газа.

Из последнего уравнения

$$P = M (c_1 - c_2). \quad (\text{II.24})$$

Сила P может быть разложена на силу P_u , действующую в направлении окружной скорости u , и силу P'_u , перпендикулярную P_u .

Сила P_u вызывает вращение лопаток и называется о к р у ж н ы м у с и л и е м. Она является проекцией силы P на направление окружной скорости, поэтому можно написать

$$P_u = M (c_{1u} - c_{2u}), \quad (\text{II.25})$$

где c_{1u} и c_{2u} — проекции скоростей c_1 и c_2 на направление окружной скорости. При выводе уравнения (II.24), а следовательно, и (II.25) предполагалось, что направления скоростей c_1 и c_2 и их проекций c_{1u} и c_{2u} совпадают. Между тем при $\alpha_2 < 90^\circ$, а это наиболее частый случай (рис. II.22), направления проекций c_{1u} и c_{2u} противоположны, поэтому при $\alpha_2 < 90^\circ$, уравнение (II.25) должно быть записано в виде

$$P_u = M [c_{1u} - (-c_{2u})] = M (c_{1u} + c_{2u}).$$

Пользуясь треугольниками скоростей, можно записать

$$P_u = M (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = M (w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2). \quad (\text{II.26})$$

Работа, производимая в секунду 1 кг газа или пара на рабочих лопатках, т. е. мощность, развиваемая рабочим телом на лопатках, равна

$$L = P_u u = Mu (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = \\ = Mu (\omega_1 \cos \beta_1 + \omega_2 \cos \beta_2). \quad (\text{II.27})$$

Если, в соответствии с прежней системой единиц, вес G пара или газа, протекающего в секунду, задается в кгс/с, то работа L определяется по формуле

$$L = P_u u = \frac{Gu}{g} (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) = \frac{Gu}{g} (\omega_1 \cos \beta_1 + \omega_2 \cos \beta_2). \quad (\text{II.28})$$

Из треугольников скоростей (рис. II.22) имеем:

$$\omega_1^2 = c_1^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1 + u^2; \quad \omega_2^2 = c_2^2 + 2uc_2 \cos \alpha_2 + u^2.$$

Отсюда

$$uc_1 \cos \alpha_1 = \frac{c_1^2 - \omega_1^2 + u^2}{2}; \quad uc_2 \cos \alpha_2 = \frac{\omega_2^2 - c_2^2 - u^2}{2}.$$

Тогда можно записать:

$$L = \frac{M}{2} (c_1^2 - c_2^2 + \omega_2^2 - \omega_1^2); \quad (\text{II.29})$$

$$L = \frac{G}{2g} (c_1^2 - c_2^2 + \omega_2^2 - \omega_1^2). \quad (\text{II.30})$$

§ 14. Основные геометрические характеристики решеток профилей лопаток

Основные геометрические характеристики решеток профилей следующие (рис. II.26): ширина решетки B , хорда профиля b (расстояние между точками m и n средней линии профиля), шаг решетки t (расстояние между двумя сходственными точками смежных профилей). Характерными геометрическими параметрами решетки являются относительный шаг $\bar{t} = t/b$ и относительная высота $\bar{l} = l/b$, где l — высота лопатки.

Важное значение для работы решеток ступени имеют углы потока, связанные с углами профиля. На рис. II.26 обозначены: β_{z1} и β_{z2} — геометрические углы входа потока на решетку профилей и выхода из нее, т. е. углы, составляемые касательными к средней линии профиля с линиями 1 и 2; β_1 и β_2 — углы между направлениями относительных скоростей ω_1 и ω_2 и линиями 1 и 2; $\theta = \beta_2 - \beta_1$ — угол поворота потока; β_v — угол установки профиля; $i = \beta_{z1} - \beta_1$ — угол атаки. Очевидно, i может быть положительным, как на рис. II.26, и отрицательным.

Лопатки, имеющие одинаковый профиль в различных по высоте сечениях и одинаковые углы установки профиля, называются *цилиндрическими*. Лопатки, имеющие различный профиль по высоте, но одинаковые углы установки профиля, называются *лопатками переменного профиля*. Лопатки, имеющие по высоте различный профиль и различные углы установки профиля, называются *закрученными*.

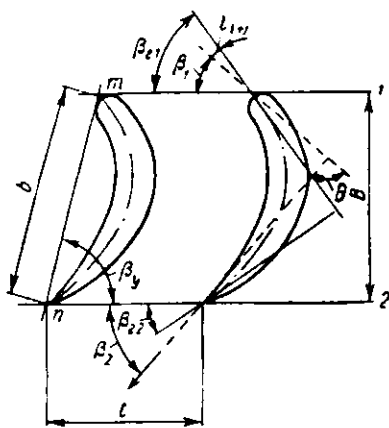
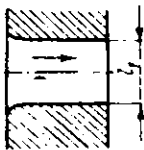


Рис. II.26. Основные геометрические характеристики решеток профилей лопаток

§ 15. Определение размеров сопел и лопаток

Для суживающихся сопел расчетом определяют размеры выходного сечения. Если z — число сопел, l_1 — высота сопла и a — ширина суживающегося сопла в плоскости, нормальной к оси сопла (рис. II.27), то площадь выходного сечения всех сопел $F_1 = zal_1$, причем $a = t \sin \alpha_1$.



Отношение $\tau = \frac{l_1}{t}$ учитывает толщину стенок сопел. Имея это в виду, можно написать:

$$a = \tau t \sin \alpha_1; \quad (\text{II.31})$$

$$F_1 = zl_1 \tau t \sin \alpha_1, \quad (\text{II.32})$$

причем обычно $\tau = 0,8 \div 0,9$.

Согласно уравнению (I.186), $F = \frac{Mv_1}{c_1}$, где M — секундный массовый расход пара или газа, v_1 и c_1 — действительные удельный объем и скорость на выходе из сопел. Из сопоставления уравнений (I.186) и (II.32) получаем

$$\frac{Mv_1}{c_1} = zl_1 \tau t \sin \alpha_1. \quad (\text{a})$$

Отношение длины дуги m , занятой соплами (рис. II.21), к общей длине окружности диска πd , называется степенью парциальности

$$\varepsilon = \frac{m}{\pi d}.$$

Рис. II.27. К определению размеров сопел и лопаток

Так как zt есть длина дуги, занятой соплами, то $zt = m = \varepsilon \pi d$. Тогда уравнение (a) примет вид

$$\frac{Mv_1}{c_1} = \varepsilon \pi d l_1 \tau \sin \alpha_1,$$

отсюда

$$l_1 = \frac{Mv_1}{\varepsilon \pi d \tau c_1 \sin \alpha_1}. \quad (\text{II.33})$$

В этом уравнении все величины, за исключением l_1 и ε , известны из теплового расчета. Поэтому, задаваясь ε , можно определить l_1 или, задаваясь l_1 , определить ε . В газовых турбинах обычно $\varepsilon = 1$. Слишком малые значения l_1 и ε в паровых турбинах ведут к большим потерям в соплах. Для активной ступени рекомендуется выполнять $l_1 \geq 10$ мм, а $\varepsilon \geq 0,1 \div 0,15$.

Определив высоту сопел l_1 и задаваясь числом сопел z , находим затем по уравнению (II.32) шаг сопел t и по уравнению (II.31) ширину сопла a .

Для расширяющихся сопел расчетом определяются размеры минимального и выходного сечений (рис. II.28). Площадь минимального сечения сопла $F_{\min}$ определяется по формулам (I.194) — (I.201), площадь выходного сечения — по формуле (I.186). Высота сопла в соответствующем сечении определяется из уравнения (II.33) при принятом значении степени парциальности ε . Ширина минимального $a_{\min}$ и выходного a_1 сечений при заданном значении z вычисляется из уравнения:

$$F_{\min} = za_{\min} l_{1 \min}; \quad F_1 = za_1 l_1.$$

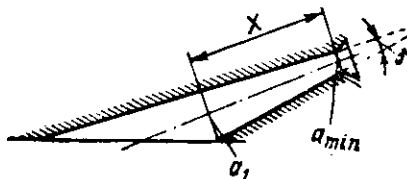


Рис. II.28. Расширяющееся сопло

Длину расширяющейся части сопла (рис. II.28) можно определить по уравнению

$$X = \frac{a_1 - a_{\min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\delta}{2}}.$$

Оптимальные значения $\delta = 6 \div 12^\circ$.

Входная высота рабочих лопаток делается больше высоты сопла у коротких лопаток на 2—4 мм; у длинных лопаток последних ступеней конденсационных турбин входная высота лопаток может превышать высоту сопла иногда на 15—20 мм.

Выходная высота рабочих лопаток l_2 определяется по формуле, полученной методом, аналогичным примененному для сопел:

$$l_2 = \frac{M v_2}{\varepsilon \tau_1 c_2 \sin \alpha_2}. \quad (\text{II.34})$$

Здесь v_2 и c_2 — действительные удельный объем и скорость пара на выходе из рабочих лопаток; $\tau_1 \approx \tau$.

ГЛАВА 6

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ К. П. Д. ТУРБИННОЙ СТУПЕНИ

§ 16. Основные потери в турбинной ступени

Потери в соплах. Потери кинетической энергии в соплах вызываются главным образом вихревыми движениями частиц пара или газа и трением частиц друг о друга и о стенки сопел.

Действительная скорость истечения через сопла $c_1 = \varphi c_{1t}$. Опытные значения $\varphi = 0,93 \div 0,98$.

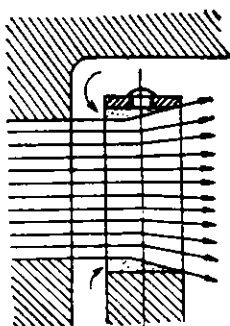


Рис. II.29. Подсос рабочего тела на лопатки

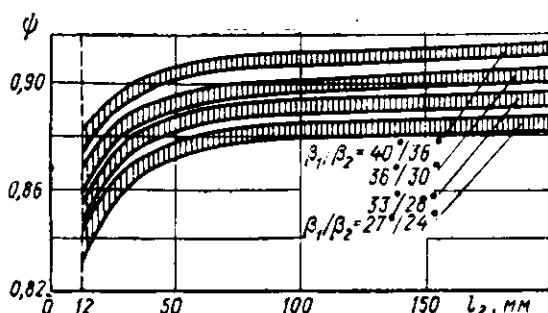


Рис. II.30. Коэффициенты ψ для активных ступеней

Потери кинетической энергии в соплах определяются по формулам:

$$h_c = i_1 - i_{1t} = \frac{c_{1t}^2 - c_1^2}{2} \text{ Дж/кг}; \quad (\text{II.35})$$

$$h_c = i_1 - i_{1t} = A \frac{c_{1t}^2 - c_1^2}{2g} \text{ ккал/кгс}. \quad (\text{II.36})$$

Потери на рабочих лопатках. Основные причины этих потерь следующие: вихревые движения частиц пара или газа в каналах рабочей решетки и у кромок лопаток; трение частиц друг о друга и о стенки каналов; подсос пара или газа на лопатки. Последние потери обусловлены тем, что входная высота рабочих лопаток активных ступеней делается всегда больше

выходной высоты сопел, чтобы обеспечить попадание пара или газа на лопатки (рис. II.29). Вследствие этого струей рабочего тела из пространства, окружающего рабочий диск, подсасываются частицы пара или газа в «мертвые» пространства (на рис. II.29 отмечены точками). На ускорение этих частиц для выброса их из лопаток затрачивается энергия, представляющая собой потерю.

Вследствие потери кинетической энергии действительная скорость w_2 пара или газа, выходящего из каналов рабочих лопаток, меньше w_{2t} и, как было указано, $w_2 = \psi w_{2t}$. На рис. II.30 даны значения ψ для активных ступеней в зависимости от длины лопаток l_2 и отношения углов β_1/β_2 . Для ступеней с $\rho = 0,06 \div 0,12$ эти значения ψ следует увеличить на 1,5—2%. Для ступеней с $\rho = 0,5$ можно принять $\psi = 0,95 \div 0,96$.

Потеря кинетической энергии на рабочих лопатках воспринимается рабочим телом в форме эквивалентного количества тепла, вследствие чего действительное значение энтальпии на выходе из рабочей решетки i_2 больше i_{2t} . Поэтому потери на рабочих лопатках можно определить по формулам:

$$h_a = i_2 - i_{2t} = \frac{w_{2t}^2 - w_2^2}{2} \text{ Дж/кг;} \quad (\text{II.37})$$

$$h_a = i_2 - i_{2t} = A \frac{w_{2t}^2 - w_2^2}{2g} \text{ ккал/кгс.} \quad (\text{II.38})$$

Потери с выходной скоростью. Пар или газ уходит из рабочей решетки с абсолютной скоростью c_2 , следовательно, с кинетической энергией $c_2^2/2$, называемой энергией выходной скорости. В многоступенчатых турбинах энергия выходной скорости данной ступени используется в последующей: в активных турбинах — частично (около 0,5—0,8 от $c_2^2/2$), в реактивных турбинах — полностью. Энергия выходной скорости последней ступени полностью теряется. Если обозначить через μ_2 долю энергии выходной скорости 1 кг пара или газа, используемой в следующей ступени, то энергия, фактически теряемая в данной ступени с выходной скоростью, т. е. потеря с выходной скоростью, будет равна:

$$h_{a.c} = (1 - \mu_2) \frac{c_2^2}{2} \text{ Дж/кг;} \quad (\text{II.39})$$

$$h_{a.c} = A(1 - \mu_2) \frac{c_2^2}{2g} \text{ ккал/кгс.} \quad (\text{II.40})$$

Эта энергия превращается в эквивалентное количество тепла, воспринимаемого паром или газом и повышающего его энтальпию на величину $h_{a.c}$.

Вентиляционные потери и потери на трение диска о пар или газ. Если в ступени имеет место парциальный подвод рабочего тела, то это обуславливает следующие основные потери:

а) при вращении диска лопатки, не получившие в данный момент пар или газ из сопел, захватывают и перемещают рабочее тело, заполняющее пространство, в котором вращается диск, действуя как вентилятор; на это затрачивается часть энергии свежего пара или газа;

б) при подходе рабочих лопаток к соплам часть энергии свежего пара или газа затрачивается на выталкивание — «выколачивание» — нерабочего пара или газа из каналов рабочей решетки;

в) на лопатках, получивших пар или газ и отошедших от сопел, нормальное течение рабочего тела нарушается и к. п. д. снижается.

Перечисленные потери называются вентиляционными. Часто два последних вида потерь, связанных с явлениями, происходящими по концам дуги расположения сопел, называют концевыми потерями или потерями на выколачивание.

При вращении диска в пространстве, заполненном паром или газом, как при парциальном, так и полном подводе возникает трение между диском и паром или газом, на преодоление которого затрачивается часть энергии свежего рабочего тела, представляющая потерю на трение диска о пар или газ.

Вентиляционные потери и потери на трение диска о пар или газ могут быть определены по следующей эмпирической формуле:

$$N_{m.с} = \lambda [1,06d^2 + 0,6(1 - \epsilon)dl_2^{1.5}] \frac{u^3}{10^6} \rho, \quad (\text{II.41})$$

где $N_{m.с}$ — мощность, эквивалентная вентиляционным потерям и потерям на трение диска о пар или газ, в кВт; λ — коэффициент, равный для насыщенного пара 1,2—1,3; для перегретого пара 1,0—1,2; для воздуха и газа 1,0; d — средний диаметр диска в м; ϵ — степень парциальности; l_2 — выходная высота рабочих лопаток в см; u — окружная скорость на среднем диаметре диска в м/с; ρ — плотность пара или газа, окружающего диск, в кг/м³.

Рассматриваемые потери, как видно из формулы, сильно растут с увеличением окружной скорости.

Потери вентиляционные и на трение диска о пар или газ, отнесенные к 1 кг, равны:

$$h_{m.с} = \frac{N_{m.с}}{M} \text{ кДж/кг}; \quad (\text{II.42})$$

$$h_{m.с} = \frac{860N_{m.с}}{3600G} \text{ ккал/кгс}. \quad (\text{II.43})$$

Здесь M и G — секундные массовый и весовой расходы рабочего тела; 860 — количество килокалорий, эквивалентное 1 кВт·ч.

Энергия, не использованная в ступени вследствие вентиляционных потерь и потерь на трение диска о пар или газ, воспринимается рабочим телом в форме эквивалентного количества тепла, в результате чего энтальпия его увеличивается на величину $h_{m.с}$.

Следует указать, что газовые турбины выполняются обычно с полным подводом газа, поэтому вентиляционные потери в них отсутствуют.

Потери от утечек пара или газа. Сюда относятся: утечки пара или газа через зазоры между диафрагмой и валом в многоступенчатых активных турбинах (см. рис. II.20); утечки пара или газа через радиальные зазоры между ротором и направляющими лопатками и между ротором и корпусом в реактивных турбинах (см. рис. II.36).

Из-за утечек через зазоры используемая в данной ступени энергия уменьшается на величину h_{ym} для каждого килограмма рабочего тела. На такую же величину становится больше энтальпия пара или газа за рабочими лопатками данной ступени.

§ 17. Относительный к. п. д. на лопатках ступени

Пар или газ поступает в сопловую решетку данной ступени с кинетической энергией $c_0^2/2$. Располагаемый перепад энтальпий в ступени h_0 . Следовательно, сумма этих величин должна представлять собой располагаемую энергию данной ступени. Однако часть этой энергии $\mu_2 \frac{c_2^2}{2}$ не используется в данной ступени и может быть использована в следующей ступени. Поэтому за располагаемую энергию данной ступени целесообразно принять величину

$$e_0 = \frac{c_0^2}{2} + h_0 - \mu_2 \frac{c_2^2}{2} = \frac{c_0^2}{2} + h_{01} + h_{02} - \mu_2 \frac{c_2^2}{2}. \quad (\text{II.44})$$

Учитывая формулы (II.16) и (II.20), получим

$$e_0 = \frac{1}{2} (c_{11}^2 + w_{21}^2 - w_1^2 - \mu_2 c_2^2). \quad (\text{II.45})$$

Вычитая из располагаемой энергии e_0 потери в соплах h_c , на рабочих лопатках h_a и с выходной скоростью $h_{a,c}$, получим энергию e_{a1} , преобразованную в работу 1 кг газа или пара на рабочих лопатках данной ступени:

$$e_{a1} = e_0 - (h_c + h_a + h_{a,c}). \quad (II.46)$$

Отношение

$$\eta_{0a} = e_{a1}/e_0 \quad (II.47)$$

называется относительным к. п. д. на лопатках ступени.

Имея в виду, что работа, производимая на рабочих лопатках, может быть определена по формулам (II.27) и (II.29), можем написать:

$$\eta_{0a} = \frac{2u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{c_{1t}^2 + w_{2t}^2 - w_1^2 - \mu_2 c_2^2}; \quad (II.48)$$

$$\eta_{0a} = \frac{c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2}{c_{1t}^2 + w_{2t}^2 - w_1^2 - \mu_2 c_2^2}. \quad (II.49)$$

Активная ступень. Для чисто активной ступени

$$w_{2t} = w_1; \quad w_2 = \psi w_1 = \psi w_1.$$

Приняв, что энергия выходной скорости данной ступени не используется в последующей, т. е. $\mu_2 = 0$, получим из формулы (II.48)

$$\begin{aligned} \eta_{0a} &= \frac{2u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{c_{1t}^2} = \\ &= \frac{2u(w_1 \cos \beta_1 + \psi w_1 \cos \beta_2) \varphi^2}{c_1^2}, \end{aligned}$$

или

$$\eta_{0a} = 2\varphi^2 \frac{u}{c_1^2} w_1 \cos \beta_1 \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right).$$

Но из рис. II.22

$$w_1 \cos \beta_1 = c_1 \cos \alpha_1 - u,$$

следовательно,

$$\begin{aligned} \eta_{0a} &= 2\varphi^2 \frac{u}{c_1} \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) \times \\ &\times \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right). \quad (II.50) \end{aligned}$$

Из этого уравнения следует:

а) чем меньше α_1 , тем больше η_{0a} ; однако при тех же c_1 и u с уменьшением α_1 уменьшается и β_1 (см. рис. II.22), а уменьшение β_1 и соответственно β_2 вызывает уменьшение ψ , поэтому за оптимальное значение обычно принимают $\alpha_1 = 12 \div 20^\circ$;

б) чем меньше β_2 , тем больше η_{0a} ; однако увеличение η_{0a} с уменьшением β_2 происходит до некоторого значения β_2 , поэтому как было указано, обычно $\beta_2 = \beta_1 - (3 \div 10^\circ)$;

в) чем больше φ и ψ , тем больше η_{0a} .

Если считать, что величины φ , ψ , β_1 и β_2 являются в уравнении (II.50) постоянными, то η_{0a} для определенного α_1 является функцией только u/c_1 .

Построим графически зависимость η_{0a} от u/c_1 (рис. II.31). При $u/c_1 = 0$ имеем $\eta_{0a} = 0$; при $u/c_1 = \cos \alpha_1$ также $\eta_{0a} = 0$; максимальное значение η_{0a} достигается тогда, когда $\frac{d\eta_{0a}}{d \frac{u}{c_1}} = 0$. Так как принято, что в уравнении (II.50)

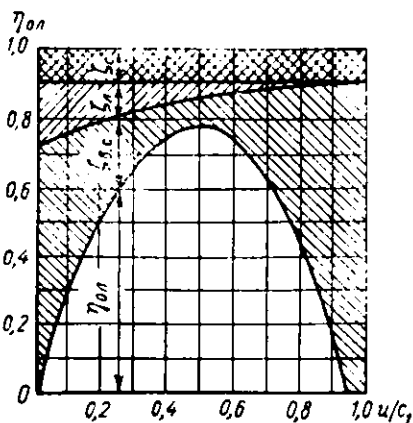


Рис. II.31. Зависимость η_{0a} активной ступени от отношения скоростей u/c_1

φ , ψ , β_1 и β_2 не зависят от u/c_1 , то при определенном α_1 максимум достигается тогда, когда

$$\frac{d \left[\frac{u}{c_1} \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \right]}{d \frac{u}{c_1}} = 0; \quad \cos \alpha_1 - 2 \frac{u}{c_1} = 0,$$

или

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2}. \quad (\text{II.51})$$

Итак, η_{0A} достигает максимального значения, когда $u/c_1 = \cos \alpha_1/2$. При $\alpha_1 = 12 \div 20^\circ$ максимальное значение получается, когда $u/c_1 = 0,49 \div 0,47 \approx 0,5$.

На рис. II.31 даны также в зависимости от u/c_1 относительные потери: в соплах $\xi_c = h_c/e_0$, на рабочих лопатках $\xi_A = h_A/e_0$, с выходной скоростью $\xi_{A.c} = h_{A.c}/e_0$. При этом, согласно уравнениям (II.46) и (II.47),

$$\eta_{0A} = \frac{e_{At}}{e_0} = \frac{e_0 - (h_c + h_A + h_{A.c})}{e_0} = 1 - \xi_c - \xi_A - \xi_{A.c}, \quad (\text{II.52})$$

следовательно,

$$\eta_{0A} + \xi_c + \xi_A + \xi_{A.c} = 1.$$

Реактивная ступень. Для реактивной ступени со степенью реакции $\rho = 0,5$ имеем $\omega_{2t} = c_{1t}$; $\omega_2 = c_1$ и $c_2 = \omega_1$. Рассматривая промежуточную ступень турбины, у которой $\mu_2 = 1$, т. е. энергия выходной скорости ее используется полностью в следующей ступени, можем, согласно формуле (II.49), написать

$$\eta_{0A} = \frac{2c_{1t}^2 - 2\omega_1^2}{2c_{1t}^2 - 2\omega_1^2} = \frac{c_1^2 - \omega_1^2}{c_{1t}^2 - c_1^2 + c_1^2 - \omega_1^2}.$$

Из треугольников скоростей

$$c_1^2 - \omega_1^2 = 2uc_1 \cos \alpha_1 - u^2,$$

следовательно,

$$\eta_{0A} = \frac{2uc_1 \cos \alpha_1 - u^2}{\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1 \right) c_1^2 + 2uc_1 \cos \alpha_1 - u^2},$$

или

$$\eta_{0A} = \frac{\frac{u}{c_1} \left(2 \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right)}{\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1 \right) + \frac{u}{c_1} \left(2 \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right)}. \quad (\text{II.53})$$

Отсюда следует, что если считать величину φ не зависящей от u/c_1 , то η_{0A} при определенном значении α_1 является функцией только u/c_1 .

Построим графически зависимость η_{0A} от u/c_1 (рис. II.32). Когда $u/c_1 = 0$ и $u/c_1 = 2 \cos \alpha_1$, то $\eta_{0A} = 0$. Максимального значения η_{0A} достигает тогда, когда

$$\frac{d \left[\frac{u}{c_1} \left(2 \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \right]}{d \frac{u}{c_1}} = 0; \quad 2 \cos \alpha_1 - 2 \frac{u}{c_1} = 0,$$

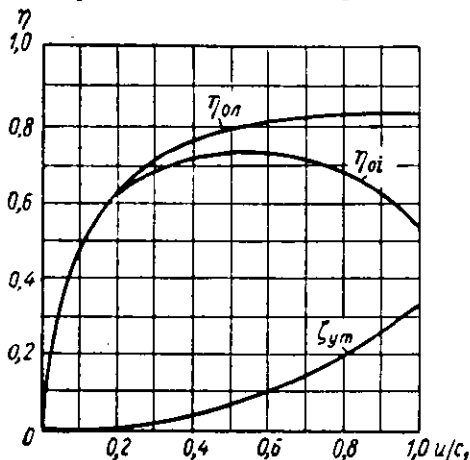


Рис. II.32. Зависимость η_{0A} , η_{0t} , ξ_{ym} реактивной ступени от отношения скоростей u/c_1 .

ИЛИ

$$\frac{u}{c_1} = \cos \alpha_1. \quad (\text{II.54})$$

Итак, $\eta_{0\lambda}$ достигает максимального значения, когда $u/c_1 = \cos \alpha_1$. При $\alpha_1 = 20^\circ$ максимальное значение $\eta_{0\lambda}$ получается, когда $u/c_1 = 0,94$.

§ 18. Относительный внутренний к. п. д. турбинной ступени. Изображение процесса в ступени в i s-диаграмме

Если из располагаемой энергии e_0 вычесть все основные потери в турбинной ступени, т. е. потери h_c , h_a , $h_{a.c.}$, $h_{m.c.}$ и h_{ym} , то получим энергию e_1 , преобразованную в работу в ступени:

$$e_i = e_0 - (h_c + h_s + h_{s,c} + h_{m,s} + h_{um}). \quad (\text{II.55})$$

Отношение

$$\eta_{0i} = e_i/e_0 \quad (\text{II.56})$$

называется относительным внутренним к. п. д. ступени.

Таким образом,

$$\eta_{oi} = \frac{e_0 - (h_c + h_A + h_{d.c} + h_{m.e} + h_{ym})}{e_0} = \frac{e_{Ai} - h_{m.e} - h_{ym}}{e_0}.$$

Имея в виду, что $\zeta_{m,e} = h_{m,e}/e_0$ — относительные вентиляционные потери и потери на трение диска о пар или газ, $\zeta_{ym} = h_{ym}/e_0$ — относительные потери от утечек рабочего тела и что $\eta_{04} = e_{4t}/e_0$ можно написать

$$\eta_{0l} = \eta_{0s} - \zeta_{m,s} - \zeta_{um}. \quad (\text{II.57})$$

Пользуясь этим уравнением, можно графически построить зависимость η_{oi} от u/c_1 , если будут известны зависимости $\xi_{m,0}$ и ξ_{um} от u/c_1 .

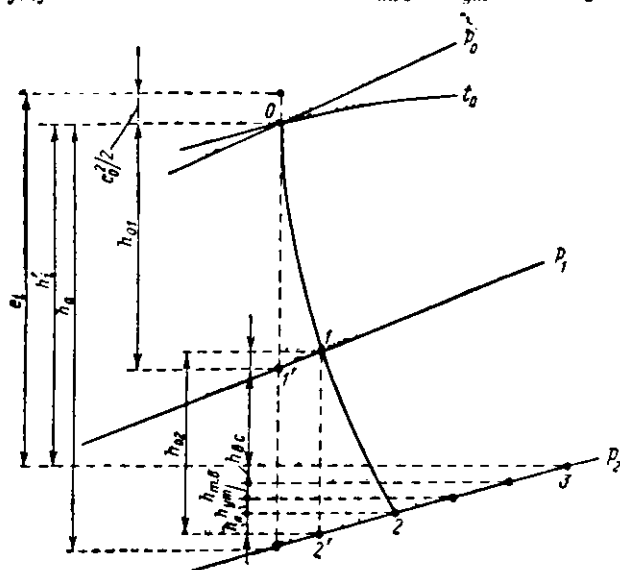


Рис. 11.33. Процесс ступени с реакцией $0 \leq \rho \leq 0,5$ в is -диаграмме

Для определения действительного состояния пара или газа на выходе из ступени, а также для определения к. п. д. строят процесс в ступени в ts -диаграмме. Такое построение для ступени со степенью реакции $0 < \rho < 0,5$ произведено на рис. II.33.

Состояние пара с давлением p_0 и температурой t_0 перед соплами изображится точкой O . Процесс изоэнтропного расширения пара или газа в соплах

до давления p_1 изобразится линией $0—I'$. Отрезок $0—I'$ представляет собой располагаемый перепад энтальпий h_{01} в соплах. Наличие потерь h_c в соплах вызывает рост энтальпий и энтропии, в силу чего действительное состояние пара или газа на выходе из сопел изобразится точкой I , а действительный процесс расширения в соплах — линией $0—I$.

В каналах рабочих лопаток давление уменьшается от p_1 до p_2 . Если считать процесс понижения давления изэнтропным, то он изобразится линией $I—2$. Отрезок $I—2$ представляет собой располагаемый перепад энтальпий h_{02} . Вследствие потерь h_a на лопатках действительное состояние пара или газа за рабочими лопатками изобразилось бы точкой 2 , если бы не было других потерь. Поэтому действительное состояние рабочего тела за лопатками получится, если отложить потери: с выходной скоростью $h_{a.c}$, вентиляционные и на трение диска о рабочее тело $h_{m.c}$, от утечек рабочего тела h_{ym} . В результате действительное состояние пара или газа за лопатками (за ступенью) изобразится точкой 3 , если считать, что энергия выходной скорости не используется в последующей ступени, т. е. что $\mu_2 = 0$. Отрезок

$$h'_i = h_0 - (h_c + h_a + h_{a.c} + h_{m.c} + h_{ym})$$

представляет собой использованный перепад энтальпий в ступени.

Если в данной ступени используется энергия выходной скорости предыдущей ступени в количестве $c_0^2/2$, то полная энергия, использованная в данной ступени,

$$e_i = h'_i + \frac{c_0^2}{2}.$$

Отношение отрезка e_i к отрезку $h_0 + \frac{c_0^2}{2}$, изображающему располагаемую энергию e_0 , представляет собой относительный внутренний к. п. д. ступени.

ГЛАВА 7

МНОГООСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ

§ 19. Основные особенности многоступенчатых турбин

В многоступенчатых турбинах пар или газ расширяется в последовательно расположенных ступенях давления (см. рис. II.20 и II.36), поэтому весь перепад энтальпий в них распределяется на ряд ступеней давления. Выбирая определенное число ступеней, можно в каждой ступени получить достаточно малые перепады энтальпий, а следовательно, и малые скорости истечения c_1 [см. формулу (II.16)]. Тогда можно выбрать и сравнительно малые окружные скорости u , однако так, чтобы отношение u/c_1 было достаточно большим — близким к тому, которому соответствует максимальное значение η_{0a} . В результате получатся высокие значения относительного внутреннего к. п. д. ступени, так как станут сравнительно небольшими основные потери в ступени: потери в соплах — вследствие малых значений c_1 ; потери с выходной скоростью и на рабочих лопатках — вследствие приближения отношения u/c_1 к значению, отвечающему максимуму η_{0a} (см. рис. II.31); потери вентиляционное и на трение диска о пар в активных ступенях паровых турбин с парциальным подводом пара — вследствие малых значений u . Это подтверждает рис. II.34, на котором нанесена кривая $\zeta_{m.a}$ в зависимости от u/c_1 ; вследствие сравнительно небольших значений $\zeta_{m.a}$ кривая η_{0i} приближается к кривой η_{0a} с соответствующим возрастанием максимума η_{0i} (потери от утечек, не зависящие от u/c_1 , не учтены).

Следует отметить, что вследствие малых значений c_1 и u в активных паровых турбинах даже умеренной мощности (4000—6000 кВт) удастся

при обычных числах оборотов вала получить степень парциальности, равную единице, во всех ступенях за исключением первой. В таком случае вентиляционные потери отсутствуют во всех ступенях за исключением первой.

В реактивных ступенях потери $\zeta_{m, \theta}$ незначительны, так как подвод пара или газа в них полный. Потери же от утечек через радиальные зазоры (см. рис. 11.36) имеют существенное значение. На рис. 11.32 приведена кривая $\zeta_{m, \theta}$ в зависимости от отношения u/c_1 . При правильном выборе u и u/c_1 кривая η_{oi} приближается к кривой η_{ol} .

Итак, подчеркиваем основное преимущество многоступенчатых турбин. Применяя необходимое количество ступеней, можно в каждой ступени получить малые c_1 , так что даже при сравнительно небольших окружных скоростях u отношения u/c_1 в каждой ступени получаются близкими к тем,

которые отвечают максимуму η_{ol} . Такие отношения u/c_1 в совокупности с малыми значениями u приводят к высоким значениям относительно внутреннего к. п. д. ступеней, а следовательно, и турбины в целом.

Отношения u/c_1 , отвечающие максимуму η_{oi} , в многоступенчатых турбинах составляют обычно: в активных ступенях 0,40—0,45; в реактивных ступенях 0,8—0,9, иногда 0,7—0,6 и даже ниже. При меньших значениях u/c_1 можно взять несколько большие величины c_1 и тем самым уменьшить число ступеней, т. е. удешевить турбину. Ухудшение к. п. д. при этом не очень значительно, что видно из рис. 11.31 и 11.32.

Получению высоких к. п. д. в этих турбинах способствует и то, что энергия

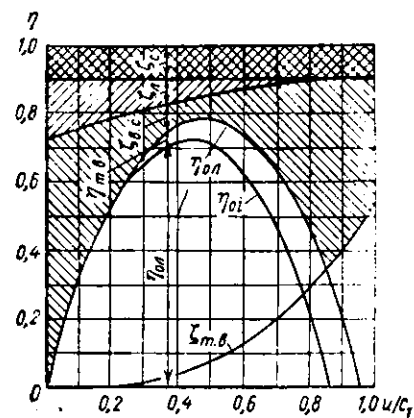


Рис. 11.34. Зависимость η_{ol} , η_{oi} и $\zeta_{m, \theta}$ активной ступени паровой турбины от отношения скоростей u/c_1

выходной скорости данной ступени, как указывалось, частично или полностью используется в следующей ступени.

Важным достоинством многоступенчатых паровых турбин является также то, что в них может быть осуществлен отбор пара для регенеративного подогрева питательной воды, повышающей экономичность всей паротурбинной установки.

Отрицательными качествами многоступенчатых турбин являются: утечки пара или газа, снижающие к. п. д. ступеней; работа последних ступеней конденсационных паровых турбин в области влажного пара, что снижает к. п. д. этих ступеней; сложность конструкции и высокая стоимость.

Ввиду значительных преимуществ многоступенчатые паровые турбины являются основным типом турбин современных паротурбинных установок.

В заключение следует указать, что вследствие сравнительно малых окружных скоростей частота вращения вала этих турбин может быть относительно небольшой (обычно 3000 об/мин).

§ 20. Активные турбины

Устройство активной многоступенчатой турбины было рассмотрено в § 11. Пар или газ с давлением p_0 и скоростью c_0 подходят к соплам первой ступени (см. рис. 11.20). За счет частичного расширения в соплах до давления p_1 скорость растет до c_1 . С этой скоростью рабочее тело поступает в каналы рабочих лопаток первого диска, укрепленного на валу. Произведя работу и приведя лопатки во вращение, пар или газ с пониженной скоростью c_2 удаляются.

Давление пара или газа при прохождении каналов рабочих лопаток не изменяется. Из рабочих лопаток пар или газ поступают в сопла первой диафрагмы, где вновь частично расширяются, а приобретенная скорость используется на рабочих лопатках второго диска. Таким же образом происходит процесс во всех остальных ступенях, и рабочее тело с давлением p_2 уходит из рабочих лопаток последней ступени в выпускной патрубок турбины. Изменение давления и абсолютной скорости по ступеням турбины показано на рис. 11.20.

В связи с падением давления объем пара или газа в каждой следующей ступени больше, чем в предыдущей. Это требует увеличения проходных сечений для рабочего тела, что достигается увеличением высоты лопаток и среднего диаметра диска.

С целью получения плавного изменения высоты лопаток, т. е. плавной

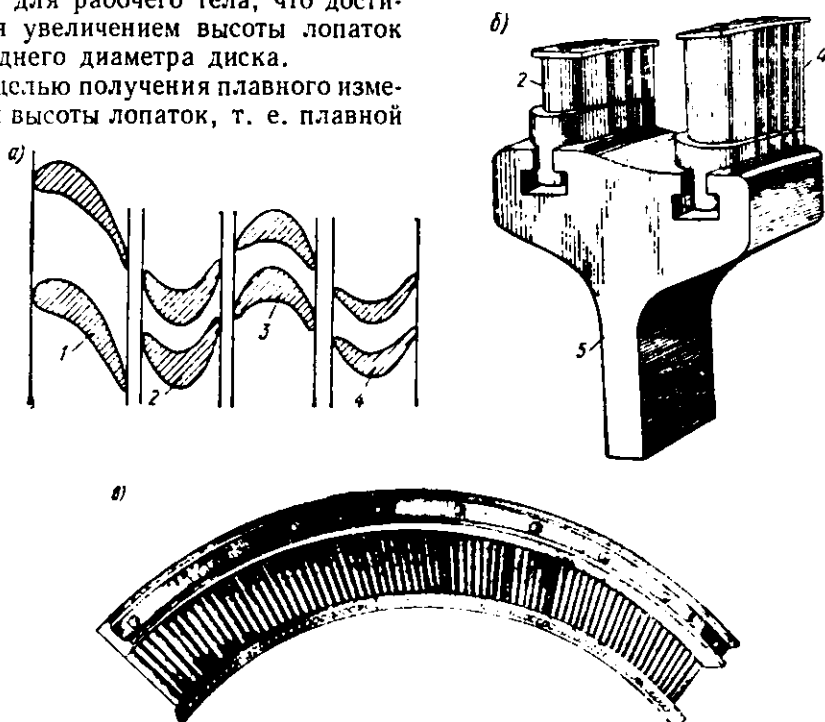


Рис. 11.35. Схема ступени с двухвенечным диском Кертиса: а — решетки профилей; б — диск Кертиса; в — секция направляющего аппарата

проточной части, и повышения к. п. д. рассматриваемых турбин многие турбо-строительные заводы изготовляют их с некоторой степенью реакции, постепенно возрастающей в направлении ступеней низкого давления. Повышение к. п. д. при наличии реактивности объясняется главным образом лучшим заполнением каналов рабочих лопаток и устранением подсоса пара или газа, вследствие чего увеличивается скоростной коэффициент лопаток.

Первая ступень паровых турбин часто является регулирующей ступенью. В этом случае сопла первой ступени делятся на ряд групп, изолированных друг от друга. Пар поступает в турбину в зависимости от ее нагрузки через различное число групп сопел. Поэтому ступень эта работает с переменной степенью парциальности. Выполняется она с одновенечным диском или с двухвенечным диском Кертиса.

Схема ступени с двухвенечным диском Кертиса (двухвенечной ступени) представлена на рис. 11.35. Пар с давлением p_0 и скоростью c_0 поступает в сопла 1, где, расширяясь до давления p_1 , увеличивает скорость до c_1 . С этой скоростью пар поступает в каналы первого венца рабочих лопаток 2, укрепленных на диске 5, в свою очередь, укрепленном на валу. Произведя работу на лопатках, пар со скоростью c_2 уходит из них и поступает в непо-

движный направляющий аппарат. Последний представляет собой набор направляющих лопаток 3, аналогичных рабочим лопаткам, но выгнутых в противоположную сторону; крепится он в корпусе турбины. В направляющем аппарате пар изменяет направление движения и поступает в каналы второго ряда рабочих лопаток 4, укрепленных на том же диске. Иногда венцы рабочих лопаток насаживаются на отдельные диски. Скорость входа пара в каналы второго венца лопаток c'_1 незначительно отличается от скорости c_2 , так как в направляющем аппарате происходит уменьшение скорости только за счет потерь. На втором венце лопаток пар вновь производит работу и уходит со скоростью c'_2 .

Абсолютная скорость пара c_1 используется последовательно на двух венцах рабочих лопаток, поэтому рассматриваемая ступень давления имеет две ступени скорости.

Отношение u/c_1 , отвечающее максимуму η_{01} , в двухвенечной ступени равно 0,16—0,23. Следовательно, при одинаковых окружных скоростях скорость c_1 в двухвенечной ступени может быть больше, чем в одновенечной ступени, т. е. в двухвенечной ступени можно переработать большие перепады энтальпий. Вследствие этого уменьшается число ступеней турбины, а также давление и температура в ее корпусе. Вместе с этим двухвенечная ступень имеет низкий к. п. д. Для повышения к. п. д., а также для получения плавного изменения проточной части в рабочих и направляющих лопатках ступени применяются реактивность, составляющая обычно 3—10% от перепада энтальпий в ступени.

Ступень с диском Кертиса применяется не только в качестве регулирующей ступени, но и в виде самостоятельной одноступенчатой турбины небольшой мощности (300—800 кВт). Турбина эта имеет низкий к. п. д. и применяется в тех случаях, когда экономичность не имеет существенного значения, а требуется простая по конструкции машина, способная переработать значительные перепады тепла. Чаще всего она применяется для привода центробежных насосов и имеет две или три ступени скорости. В последнем случае на диске имеются три ряда рабочих лопаток, между которыми в корпусе закреплены два ряда направляющих лопаток.

Число ступеней давления в многоступенчатых активных турбинах зависит от перепада давлений, который должен быть сработан турбиной, от частоты вращения, от назначения турбины и других факторов. Это число колеблется в широких пределах — от 2—5 до 30 и больше.

§ 21. Реактивные турбины

На рис. II.36 приведена схема реактивной турбины. Пар или газ поступает в камеру 5, откуда с давлением p_0 и скоростью c_0 идет на первый ряд направляющих лопаток 2, укрепленных в корпусе турбины 4. Расширяясь здесь, рабочее тело понижает давление и увеличивает абсолютную скорость до c_1 . С этой скоростью оно поступает в каналы первого ряда рабочих лопаток 3, укрепленных на барабане 1. На рабочих лопатках происходит дальнейшее понижение давления, сопровождающееся ростом относительной скорости рабочего тела. Абсолютная скорость на рабочих лопатках уменьшается от c_1 до c_2 . Аналогичным образом пар или газ проходит по остальным ступеням турбины, приводя во вращение барабан, и уходит через выпускной патрубок. Характер изменения давления, энтальпии и абсолютной скорости рабочего тела по ступеням турбины показан на рис. II.36.

Разность давлений по обеим сторонам направляющих и рабочих лопаток будет вызывать утечки пара или газа через радиальные зазоры между направляющими лопатками и барабаном и между рабочими лопатками и корпусом. Утечки рабочего тела через радиальные зазоры могут играть особую роль в ступенях, где малы высоты лопаток из-за малых объемов пара или газа. Дело в том, что для надежной работы турбины величина радиального

зазора не должна быть слишком малой (не меньше 1—0,5 мм). Поэтому количество рабочего тела, проходящего через зазор, может оказаться чрезмерно большим по отношению к количеству рабочего тела, проходящего через лопатки малой высоты.

Увеличение высоты лопаток за счет введения парциального подвода, как это делается в активных турбинах, здесь невозможно, так как вследствие разности давлений по обеим сторонам лопаток рабочее тело будет проходить по всем лопаткам, вместо того чтобы идти по определенной группе их. Поэтому в реактивных турбинах подвод пара или газа всегда полный.

В силу изложенного, учитывая малые удельные объемы свежего пара, с одними лишь реактивными ступенями можно строить паровые турбины только больших мощностей (порядка 25 тыс. кВт и больше). В таких турбинах вследствие больших массовых, а следовательно, и объемных расходов пара лопатки уже первых ступеней получают достаточной высоты, обычно не меньше 20—30 мм.

Для возможности увеличения высоты лопаток, а следовательно, повышения к. п. д. первых реактивных ступеней нередко перед ними в паровых турбинах устанавливается активная регулирующая ступень (см. рис. II.65). Расширяясь в этой ступени, пар имеет перед реактивными ступенями большие объемы, что позволяет увеличить высоту лопаток этих ступеней.

Реактивные турбины с активной регулирующей ступенью могут быть отнесены к турбинам активно-реактивного типа. К ним же относятся турбины, у которых часть ступеней являются активными, а последующая часть — реактивными.

Объемы пара в последних ступенях реактивных конденсационных турбин значительно больше, чем в первых. Поэтому если сохранить и для них диаметр барабана первых ступеней, то это приведет к сильному увеличению высоты лопаток. В силу этого увеличивают диаметр барабана: или

уступами—ступенчатый барабан (рис. II.36), или плавно-конический барабан.

Турбины строятся аксиальными, рабочее тело в которых движется вдоль вала (см. рис. II.20), и радиальными, направление потока в которых перпендикулярно валу. На рис. II.37 представлена схема радиальной реактивной паровой турбины фирмы «Юнгстрем». На два вала 2 насажены диски 4 с лопатками 5, закрепленными кольцевыми рядами перпендикулярно плоскости

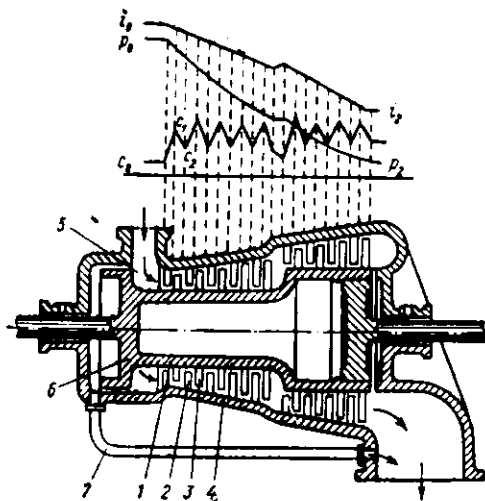


Рис. II.36. Схема реактивной турбины

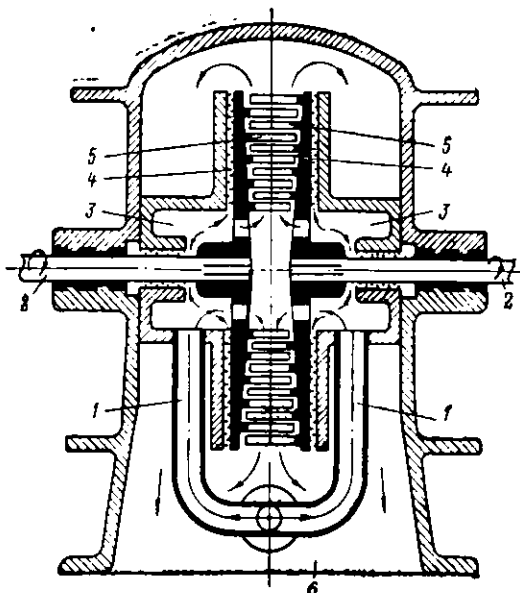


Рис. II.37. Схема радиальной реактивной турбины фирмы «Юнгстрем»

диска. Пар по трубкам 1 поступает в камеру 3 и оттуда на первые ряды лопаток. Отработав на них, пар проходит на вторые ряды лопаток. В этой турбине нет неподвижных направляющих лопаток, все ряды лопаток являются рабочими. Давление пара падает на всех рядах лопаток, турбина является чисто реактивной. После второго ряда пар проходит последовательно все остальные ряды лопаток в радиальном направлении и удаляется в выпускной патрубок 6. За счет работы, развиваемой паром, лопатки вращают валы 2 в противоположные стороны. Каждый вал передает мощность на свой генератор тока.

§ 22. Осевые усилия

На роторы турбин действует усилие, направленное в сторону движения пара или газа и стремящееся сдвинуть ротор вдоль его оси — осевое усилие. Оно складывается из следующих составляющих: осевого усилия P_a , действующего со стороны рабочего тела на лопатки; осевого усилия, действующего на диски и их ступицы при наличии разности давлений перед и за дисками; осевого усилия, создаваемого давлением рабочего тела на уступы или конусную часть барабана, на различные уступы вала и т. д. В зависимости от типа турбины, некоторые из перечисленных составляющих осевого усилия могут отсутствовать.

Осевое усилие P_a состоит из двух слагаемых: осевого усилия P'_a , создаваемого рабочим телом, текущим по лопаткам; осевого усилия P''_a , действующего вследствие разности давлений перед и за лопатками. Усилие P'_a является проекцией на направление оси турбины силы P , действующей со стороны рабочего тела на лопатки. Поэтому на основании уравнения (II.24) можно написать

$$P'_a = M(c_{1a} - c_{2a}),$$

где c_{1a} и c_{2a} — проекции скоростей c_1 и c_2 на осевое направление.

Пользуясь треугольниками скоростей, это уравнение можно записать и так:

$$P'_a = M(c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2). \quad (\text{II.58})$$

Усилие P''_a определяется по формуле

$$P''_a = f(p_1 - p_2), \quad (\text{II.59})$$

где f — площадь сечения кольца, занятого лопатками; p_1 и p_2 — давления перед и за ними. При этом

$$f = \pi dl, \quad (\text{II.60})$$

где d — диаметр ступени; l — высота рабочих лопаток.

Таким образом, полное осевое усилие, действующее со стороны потока на рабочие лопатки,

$$P_a = P'_a + P''_a = M(c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2) + \pi dl(p_1 - p_2). \quad (\text{II.61})$$

В ступенях многих турбин $c_1 \sin \alpha_1 \approx c_2 \sin \alpha_2$. В этом случае усилием P'_a можно пренебречь, и основным усилием, действующим со стороны потока на лопатки в осевом направлении, будет усилие P''_a , обусловленное разностью давлений перед и за лопатками. Такая разность давлений имеется в реактивных ступенях и в ступенях с малой степенью реакции. Разность давлений может быть также в ступенях, по расчету чисто активных, если в процессе эксплуатации осаждаются соли, уменьшающие сечения каналов рабочей решетки. Отложение солей является основной причиной появления реакции в чисто активных ступенях и увеличения степени реакции в ступенях с малой степенью реакции и в реактивных ступенях.

Осевое усилие, если учитывать большие диаметры дисков, а также большие разности давлений в реактивных ступенях, может иметь значительную величину. Поэтому для разгрузки от осевого усилия применяют различные разгрузочные устройства. В дисках тех ступеней турбин, которые должны работать без реакции или с небольшой степенью реакции, сверлят отверстия. Применяют также разгрузочный поршень, показанный на рис. II.36. Рабочее тело, поступающее в турбину, оказывает давление на поршень 6. Так как давление с другой стороны поршня равно давлению за турбиной благодаря наличию соединительного трубопровода 7, то поршень испытывает усилие, направленное в сторону, противоположную осевому усилию, и уравнивающее последнее при правильном расчете диаметра поршня. Разгрузка от осевого усилия достигается также разветвлением потока пара в противоположные стороны (рис. II.38).

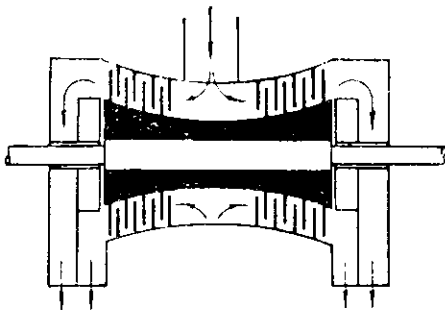


Рис. II.38. Схема раздвоения потока

Для восприятия неуравновешенного осевого усилия и фиксации положения ротора в осевом направлении устанавливается упорный подшипник.

§ 23. Мощности турбин

Мощность, развиваемая паром или газом внутри цилиндра турбины, называется **внутренней мощностью турбины** N_i . Ее можно определить (в кВт) по уравнению

$$N_i = M e_i^*, \quad (\text{II.62})$$

где M — секундный массовый расход рабочего тела; e_i^* — энергия, используемая в турбине, отнесенная к 1 кг газа или пара. В уравнении (II.62) e_i^* измеряется в кДж/кг; если e_i^* измерять в ккал/кгс, то

$$N_i = \frac{e_i^* G 427}{102}, \quad (\text{II.63})$$

где G — секундный весовой расход рабочего тела.

Часть N_m внутренней мощности турбины N_i расходуется на преодоление трения вала в подшипниках и на привод масляного насоса и регулирующего устройства. Поэтому мощность, получаемая на валу турбины,

$$N_e = N_i - N_m.$$

Мощность N_e называется **эффективной мощностью**.

Если турбина приводит генератор электрического тока, то мощность, получаемая на зажимах генератора, называется **электрической мощностью** N_g . Эта мощность меньше эффективной мощности на величину потери мощности в генераторе N_z :

$$N_g = N_e - N_z.$$

Мощность, при которой турбина работает с наибольшим к. п. д., называется **экономической мощностью** $N_{эк}$, а максимальная мощность, которую турбина может длительно развивать — **номинальной мощностью** N_n . Экономическая мощность составляет обычно 80—90% номинальной мощности, а у современных крупных паровых турбин может равняться ей.

§ 24. Коэффициенты полезного действия турбин

В турбинах имеется ряд потерь. В зависимости от того, какие именно потери учитывают, получают различную работу, а значит, и различную мощность — внутреннюю, эффективную, электрическую — и соответствующие к. п. д. Эти к. п. д. можно разделить на две основные группы: абсолютные и относительные.

Абсолютные к. п. д. показывают, какая часть тепла, подведенного к рабочему телу в идеальном цикле, преобразуется в работу в идеальной или реальной турбине.

Относительные к. п. д. показывают, какая часть тепла, которая могла бы быть преобразована в работу в идеальном цикле (в идеальной турбине), преобразуется в работу в действительных условиях (в реальной турбине).

Если к 1 кг рабочего тела подводится в идеальном цикле количество тепла q_1 , а отводится количество тепла q_2 , то разность $q_1 - q_2$ преобразуется в работу l_0 в идеальном цикле.

Поэтому абсолютный к. п. д. представляет собой отношение тепла, преобразованного в работу, к подведенному теплу q_1 , а относительный к. п. д. — к теплу, преобразуемому в работу l_0 в идеальных условиях (в идеальной турбине).

Рассмотрим следующие а б с о л ю т н ы е к. п. д., причем слово «абсолютный» в названии к. п. д., как это обычно принято, не пишем.

В н у т р е н н и й к. п. д. представляет собой отношение количества тепла, преобразованного в работу l_i внутри цилиндра турбины *, к теплу q_1 :

$$\eta_i = \frac{l_i}{q_1}. \quad (\text{II.64})$$

Э ф ф е к т и в н ы й к. п. д. соответственно равен

$$\eta_e = \frac{l_e}{q_1}. \quad (\text{II.65})$$

Если турбина соединена с генератором электрического тока и l_g есть электрическая работа, получаемая на зажимах генератора, то э л е к т р и ч е с к и й к. п. д. турбогенератора

$$\eta_b = \frac{l_g}{q_1}. \quad (\text{II.66})$$

В этих уравнениях:

$$l_i = \frac{N_i}{M}; \quad l_e = \frac{N_e}{M}; \quad l_g = \frac{N_g}{M}, \quad (\text{II.67})$$

где M — секундный массовый расход газа или пара.

Если работа измеряется в кгс·м, тепло в ккал, секундный весовой расход рабочего тела G в кгс/с, то в числители формул (II.64)—(II.67) следует ввести тепловой эквивалент работы A и определять их следующим образом:

$$Al_i = \frac{860N_i}{3600G}; \quad Al_e = \frac{860N_e}{3600G}; \quad Al_g = \frac{860N_g}{3600G}. \quad (\text{II.68})$$

Тепло q_1 , входящее в знаменатели выражений (II.64)—(II.66), можно определить для паротурбинных установок по формулам (I.231), (I.234), (I.236); для газотурбинных установок разомкнутого процесса — по формулам:

$$q_1 = \frac{BQ_H^p}{M}; \quad (\text{II.69})$$

$$q_1 = \frac{B_q Q_H^p}{3600G}, \quad (\text{II.70})$$

* Для газотурбинных установок разомкнутого процесса l_i представляет собой разность работ, развиваемой турбиной и поглощаемой компрессором, а q_1 учитывает обычно и потери в камере сгорания (см. стр. 117).

где B и B_* — соответственно секундный и часовой расходы топлива в установке.

Рассмотрим теперь соответствующие относительные к. п. д. Относительный внутренний к. п. д. есть отношение внутренней работы l_i , получаемой в реальной турбине, к работе l_0 , которую можно было бы получить в идеальной турбине:

$$\eta_{0i} = \frac{l_i}{l_0}. \quad (\text{II.71})$$

Относительный эффективный к. п. д. η_{0e} и относительный электрический к. п. д. турбогенератора $\eta_{0\epsilon}$:

$$\eta_{0e} = \frac{l_e}{l_0}; \quad \eta_{0\epsilon} = \frac{l_g}{l_0}. \quad (\text{II.72})$$

Имея в виду выражение для термического к. п. д. η_t , а также учитывая, что механический к. п. д. и к. п. д. генератора соответственно равны

$$\eta_m = \frac{l_e}{l_i} = \frac{N_e}{N_i} \text{ и } \eta_g = \frac{l_g}{l_e} = \frac{N_g}{N_e},$$

можно получить следующие связи между приведенными к. п. д.:

$$\eta_t = \eta_i \eta_{0i}; \quad (\text{II.73})$$

$$\eta_e = \eta_k \eta_{0e} = \eta_k \eta_{0i} \eta_m = \eta_i \eta_m; \quad (\text{II.74})$$

$$\eta_g = \eta_e \eta_g = \eta_i \eta_m \eta_g. \quad (\text{II.75})$$

Значения η_t для различных циклов газо- и паротурбинных установок даны на стр. 113—117, 121. Значения η_{0i} для паровых турбин можно принимать равными 0,6—0,88, для газовых — 0,88—0,90. Значения η_m для паровых и газовых турбин можно принимать равными 0,9—0,99. К. п. д. электрического генератора $\eta_g = 0,92 \div 0,97$.

§ 25. Удельные расходы пара, газа и тепла

Характеристикой экономичности турбин наряду с к. п. д. являются удельные расходы пара, газа и тепла, представляющие собой соответственно расходы пара, газа и тепла в единицу времени на единицу получаемой мощности.

Таким образом, удельный внутренний расход пара или газа в кг/кДж

$$d_i = \frac{M}{N_i}.$$

Удельный эффективный и удельный электрический расходы:

$$d_e = \frac{M}{N_e}; \quad d_g = \frac{M}{N_g}.$$

В принятой ранее системе единиц рассматривается часовой расход пара или газа D в кгс/ч. Тогда удельные расходы представляют собой расходы пара или газа на получение 1 квт·ч. Так, например, удельный внутренний расход пара или газа в кгс/(кВт·ч) равен

$$d_i = \frac{D}{N_i}.$$

Аналогичные выражения получаются для d_e и d_g при замене N_i соответственно на N_e и N_g .

Удельный внутренний расход тепла в кДж/кДж

$$q_i = \frac{Q}{N_i},$$

где Q — секундный расход тепла турбиной в кДж/с. В старой системе единиц q_t измеряется в ккал/(кВт·ч):

$$q_t = \frac{Q_c}{N_t},$$

где Q_c — часовой расход тепла турбиной в ккал/ч.

Аналогично записываются выражения для q_e и q_z .

ГЛАВА 8

ОСНОВНЫЕ ДЕТАЛИ ТУРБИН

§ 26. Основные детали статора

Фундаментная рама. Турбина устанавливается на фундаментной раме (фундаментной плите), укрепленной на фундаменте. Обычно фундаментная рама выполняется полый чугуновой или сварной стальной. Электрический генератор устанавливается или на общей раме с турбиной, или на отдельной раме, скрепленной с рамой турбины.

Корпус (цилиндр) турбины. Корпус турбины имеет сложную форму. Для облегчения монтажа и ремонта корпуса почти всех турбин делаются разъемными в горизонтальной плоскости. Фланцы верхней и нижней частей корпуса скрепляются болтами или шпильками, ввинчиваемыми часто поочередно в верхние и нижние фланцы. Для облегчения обработки корпуса часто имеют разъемы и в вертикальной плоскости. При очень высоких начальных давлениях пара корпуса выполняются и без разъема.

Материалом для корпусов при средних параметрах пара служит углеродистая сталь; при высоких, сверхвысоких и сверхкритических параметрах пара и для корпусов газовых турбин применяются легированные стали с присадкой хрома, никеля, молибдена, вольфрама, ванадия и других редких элементов. Шпильки и болты таких турбин также изготавливаются из легированных сталей.

В настоящее время в паровых турбинах находят применение корпуса с двойными стенками. Свежий пар поступает во внутренний корпус. Пространство между внутренним и наружным корпусами заполнено отработавшим паром более низкого давления. Усложнение конструкции окупается экономией дорогостоящих легированных сталей, из которых изготавливается только внутренний корпус; наружный корпус может изготавливаться из более дешевых сталей.

У газовых турбин при высокой начальной температуре газа корпус также выполняется с двойными стенками, между которыми закладывается изоляция. В этом случае действию высоких температур подвергается внутренняя стенка, которая выполняется из жаропрочной стали, а наружная стенка, находящаяся под действием более низких температур, — из перлитной стали. Так изготовлен, в частности, корпус газовой турбины ЛМЗ мощностью 25 МВт с начальной температурой газа 700° С.

Подвод рабочего тела в корпус турбины осуществляется по-разному. В газовых турбинах газ подводится к соплам, расположенным в корпусе. В паровых турбинах высокого давления применяется часто конструкция, показанная на рис. II.39 и II.67. В корпус вставлены и приварены сопловые коробки с расположенными в них соплами. К сопловым коробкам приварены клапанные коробки. На рисунках четыре сопловые и клапанные коробки: две вверх и по одной в каждой стороне нижней части корпуса. Такая конструкция обеспечивает возможность независимого расширения корпуса, сопловых и клапанных коробок.

В ряде конструкций новых мощных турбин клапанные коробки располагаются по сторонам корпуса рядом с ним, и свежий пар поступает от них к штуцерам сопловых коробок по паропроводам.

Крепление турбин на фундаментной раме должно обеспечить свободное перемещение отдельных частей турбины при ее прогреве и охлаждении, и

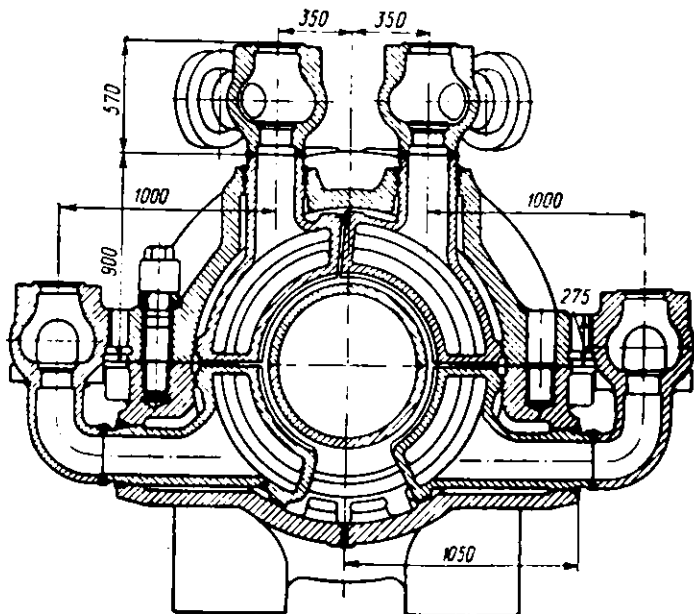


Рис. 11.39. Подвод пара в корпус турбины высокого давления

при этом так, чтобы не нарушать взаимного расположения этих частей. Возможность расширения турбины в нужном направлении достигается установкой на фундаментной раме специальных направляющих шпонок и соответствующим способом крепления турбины.

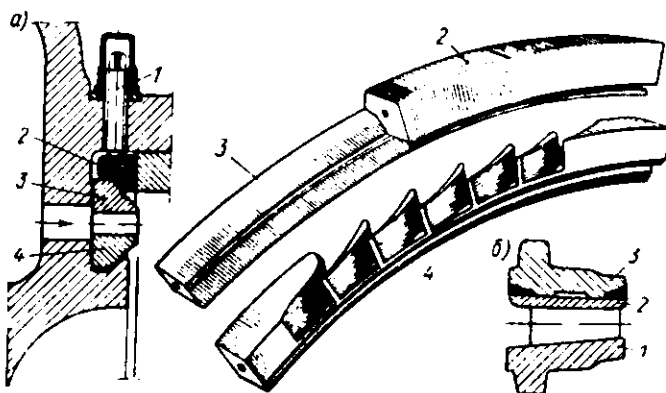


Рис. 11.40. Сопла первой ступени турбины

Сопла и диафрагмы. Сопла первой ступени турбин часто выполняются в виде сегментов 4 с фрезерованными лопатками, перекрываемых накладками 3 (рис. 11.40, а). Сегменты с накладками крепятся к стенкам корпуса или сопловых коробок болтами 1, прижимающими конусные проставки 2.

В турбинах высокого давления применяются сопловые сегменты, набираемые из отдельных фрезерованных лопаток, а в более поздних конструкциях — сварные сопловые сегменты (рис. 11.40, б). В последнем случае

лопатки, образующие стенки сопел, фрезеруются заодно с внутренним пояском 1. Сверху к лопаткам привариваются фасонные накладки, образующие сплошную ленту 2, к которой приваривается внешний пояс 3. Сегменты сопел, наборные или сварные, вводятся в пазы, выфрезерованные в стенках сопловой коробки (см. рис. II.67 и II.68).

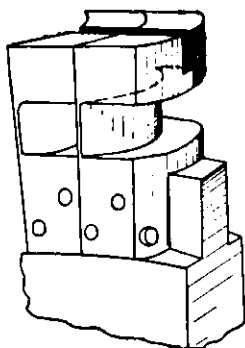


Рис. II.41. Фрезерованные сопла и их крепление к диафрагме

Сопла последующих ступеней турбин располагаются в диафрагмах, состоящих, как правило, из двух частей: верхней и нижней. Каждая часть крепится или непосредственно в расточках корпуса, или в специальной обойме, укрепляемой в корпусе. Между диафрагмой и корпусом или обоймой имеется небольшой радиальный зазор для возможности свободного расширения диафрагмы. Диафрагмы отковываются из стали, а для невысоких давлений и температур пара отливаются из чугуна. В стальных диафрагмах сопла образуются фрезерованными лопатками, набираемыми на диафрагму и приклепываемыми к ней (рис. II.41).

В новых конструкциях турбин широко применяются сварные стальные диафрагмы (рис. II.42). Лопатки 3, образующие стенки сопел, выполняются из профильной стальной полосы и привариваются к наружному 4 и внутреннему 2 бандажам. Заготовленная таким образом сопловая решетка приваривается к ободу 5 и к телу 1 диафрагмы.

Уплотнения турбин. В местах прохода вала в корпусе турбины устанавливаются концевые уплотнения. Назначение этих уплотнений в газовых турбинах — препятствовать утечке газа в окружающую среду. В паровых турбинах назначение переднего концевого уплотнения (в части высокого давления турбины) — препятствовать утечке пара в окружающую среду, заднего концевого уплотнения (в части низкого давления) — препятствовать поступлению наружного воздуха в турбину, а затем в конденсатор.

Ввиду того что давление перед диафрагмами больше, чем за ними, для уменьшения утечек пара или газа мимо сопел в местах прохода вала в диафрагмах устанавливаются диафрагменные уплотнения.

Наиболее распространенным типом является л а б и р и н т о в о е уплотнение (рис. II.43). В корпусе турбины установлена обойма 1, имеющая кольцевые выступы — гребни. Вал турбины 2 также имеет гребни. Пар или газ, проходя через зазоры между гребнем на валу и обоймой или между гребнем в обойме и валом, расширяется, понижая давление и увеличивая скорость. Полученная скорость теряется затем от ударов и завихрений в широких каналах, следующих за зазорами. Чем больше число гребней, тем меньше перепад давлений в каждом зазоре при данном общем перепаде давлений в уплотнении; следовательно, тем меньше скорость пара на выходе из последнего зазора, т. е. из уплотнения, а значит, тем меньше утечки рабочего тела из турбины.

Конструкция уплотнения должна быть такой, чтобы несмотря на малые зазоры не могло происходить задевания вала о гребни обоймы. Такое задевание приводит к сильному местному нагреву вала, что может вызвать его искривление. На рис. II.44 показано уплотнение елочного типа паровых турбин ЛМЗ, удовлетворяющее указанному условию. На вал турбины наса-

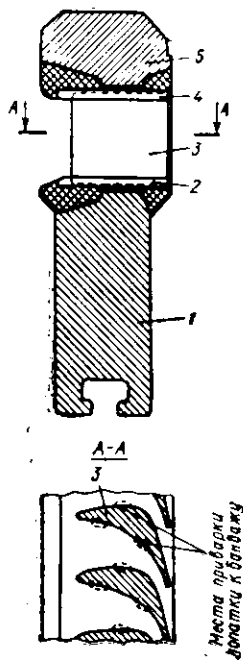


Рис. II.42. Сварная диафрагма

жена с натягом втулка 3 с гребнями различной высоты. В обойму, состоящую из двух полуколец и укрепленную в корпусе турбины, вставляются сегменты 2 с гребнями елочного типа. Сегменты прижаты пружиной 1. При задевании гребней втулки о гребни сегментов последние смещаются в радиальном направлении, отжимая пружину. Зазор между гребнями втулки и сегментов обычно 0,2—0,4 мм. Такое переднее концевое уплотнение у турбин К-50-90 и Т-25-90/1,2 показано на рис. II.67 и II.68.

В турбинах высокого давления часто происходит ослабление посадки втулок на валу. Поэтому предпочитают отказываться от них, и гребни на валу создают, в частности, кольцевыми расточками вала. Кроме того, для увеличения надежности и упрощения конструкции корпуса в некоторых типах турбин не применяют обойм: уплотнительные сегменты (кольца) укрепляются непосредственно в корпусе турбины.

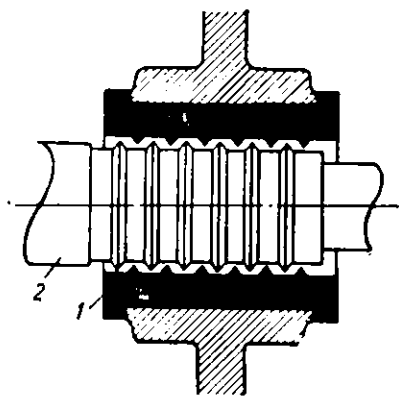


Рис. II.43. Схема лабиринтового уплотнения

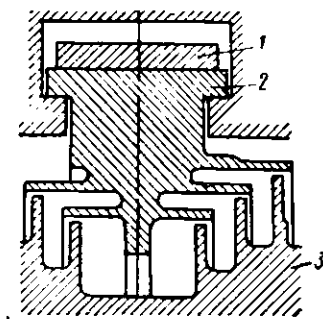


Рис. II.44. Лабиринтовые уплотнения елочного типа турбины ЛМЗ

В диафрагмах ступеней высокого давления турбин ЛМЗ применяются уплотнения елочного типа. В ступенях среднего и низкого давления часто используется более простая конструкция.

Уплотнения для уменьшения утечек пара устраиваются также в проточной части турбин — в ступенях, работающих с некоторой степенью реакции. Уплотнения устанавливаются в зазорах между рабочими лопатками и неподвижными частями турбины, а также в зазорах между направляющими лопатками и ротором. Выполняются они в форме кольцевых гребней, вставленных в неподвижные части турбины, или в форме заостренных бандажей.

Материалом для гребней при высоких температурах служат нержавеющая или никелевая сталь, никель. При более умеренных температурах применяется латунь или никелевая латунь (нейзильбер).

Чтобы исключить попадание воздуха в турбину, а затем и в конденсатор к лабиринтовому уплотнению части низкого давления турбины подводят пар с давлением, несколько превышающим атмосферное. Этот пар частью идет в конденсатор, а частью уходит в трубу, запирая тем самым доступ воздуха в турбину. Пар поступает и к переднему лабиринтовому уплотнению, когда давление в первой ступени турбины ниже атмосферного, что имеет место при пуске, холостом ходе и малых нагрузках турбины. С увеличением нагрузки подвод уплотняющего пара прекращается и к заднему уплотнению турбины поступают утечки пара из переднего уплотнения.

В газовых турбинах, чтобы исключить утечки газа в машинный зал, к уплотнениям подводится сжатый воздух от компрессора газотурбинной установки. Воздух одновременно охлаждает соответствующие участки ротора.

Упорные подшипники. Упорные подшипники служат для восприятия осевого усилия и фиксации положения ротора в осевом направлении.

В современных установках применяются сегментные упорные подшипники. На рис. II.45 представлен общий вид сегментного подшипника, называемого иногда подшипником Митчеля. Внутри вкладышей 1 и 2 подшипника установлена неподвижная шайба 6. На вал турбины насажен упорный диск 3, вращающийся внутри вкладышей подшипника. Между шайбой и упорным диском расположены колодки (сегменты) 4, залитые баббитом со стороны, прилегающей к упорному диску. Каждая колодка может слегка поворачиваться около ребра (рис. II.46). При вращении упорного диска колодки автоматически занимают такое положение, при котором образуется небольшой угол между колодкой и диском, причем вершина угла направлена (по окружности) в сторону вращения диска. Масло, подаваемое к подшип-

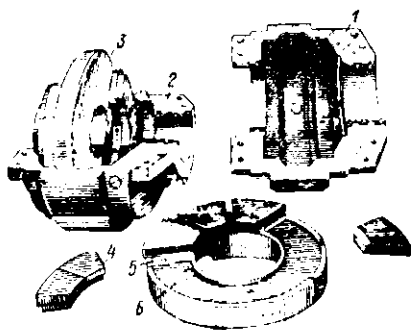


Рис. II.45. Сегментный упорный подшипник

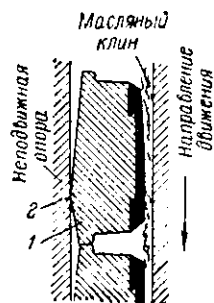
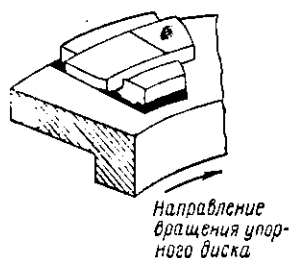


Рис. II.46. Действие сегмента упорного подшипника:

1 — колодка; 2 — ребро



нику, увлекается в образующийся таким образом клиновидный зазор между диском и колодками и воспринимает осевое усилие *. Для того чтобы колодки не вращались вместе с диском, на шайбе сделан соответствующий выступ (стопор) 5 (рис. II.45).

Часто упорный подшипник комбинируют с опорным в общем корпусе. Такие комбинированные опорно-упорные подшипники установлены в турбинах К-50-90 и Т-25-90.

§ 27. Основные детали ротора

Валы, диски, барабаны. Валы выполняются гладкими, имеющими одинаковый диаметр по всей длине, и ступенчатыми, имеющими ряд уступов (см. рис. II.67 и II.68).

Диски изготавливаются или насадными — с отверстием в ступице (втулке) для насадки на вал, или отковываются заодно с валом, образуя цельнокованный ротор. Существуют различные способы насадки дисков на вал, наиболее распространенным из которых является горячая посадка. При этом способе диск разогревается и в горячем состоянии насаживается на вал. Остывая, ступица плотно охватывает вал. Диск сидит на валу с натягом, который необходим потому, что под действием центробежных сил и нагрева ступица диска при работе несколько увеличивается и это может вызвать ослабление посадки диска. Для предупреждения проворачивания диска на валу ставится шпонка.

* О механизме образования клиновидного масляного слоя см. также стр. 192.

Основное достоинство цельнокованого ротора в том, что у него отсутствует посадка, которая могла бы ослабнуть во время работы. Ввиду того что отковать ротор большого диаметра из одного слитка стали трудно, цельнокованный ротор применяют преимущественно для частей высокого давления и для быстроходных турбин сравнительно небольшой мощности. Часто роторы крупных турбин выполняют смешанного типа: часть высокого давления является цельнокованой, а остальная часть — с насадными дисками (см. рис. II.67 и II.68).

Имеются следующие типы барабанов: барабан является утолщением части вала; барабан отковывается вместе с одной частью вала, а другая часть вала закрепляется в этом барабане горячей посадкой (см. рис. II.36); барабан изготавливается путем сварки из отдельных колец или дисков (см. рис. II.65).

Валы и диски при высоких параметрах рабочего тела изготавливаются из хро-

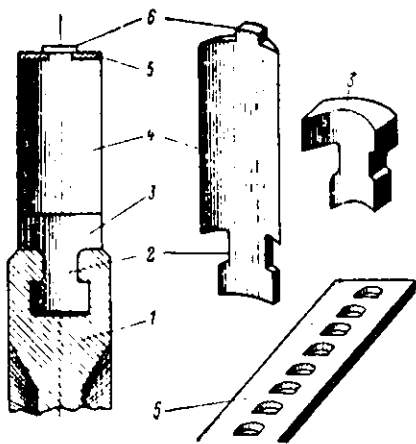


Рис. II.47 Штампованная лопатка турбин

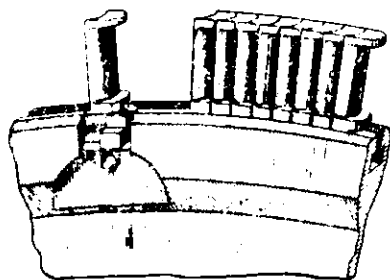


Рис. II.48. Фрезерованные лопатки и их крепление на диске

молибденовых, хромоникелевых и хромоникельмолибденовых сталей. Барабаны изготавливаются из углеродистых или никелевых сталей.

Рабочие лопатки. Лопатки работают в тяжелых условиях, поэтому их выполнению и креплению в дисках и барабанах уделяется особое внимание.

В лопатке различают три части (рис. II.47): хвост (ножку) 2, рабочую часть (длину лопатки) 4 и вершину лопатки 6. Поперечное сечение лопатки представляет собой ее профиль.

Лопатки, подверженные небольшим нагрузкам, выполняются из профильной стальной полосы, необходимое расстояние между лопатками обеспечивается постановкой между ними промежуточных тел 3. Укрепляются лопатки в ободе диска 1. Поверху лопатки перекрываются ленточным бандажом 5, который надевается на шипы 6, после чего шипы расклепываются. Для возможности свободного теплового расширения бандаж делается из нескольких частей с небольшими зазорами между ними. Бандажи выполняются также в виде проволоки, продаваемой через 5—10 лопаток и припаяваемой к ним.

Лопатки, подверженные значительным нагрузкам, изготавливаются фрезерованными, за одно целое с промежуточными телами. Иногда лопатки фрезеруются вместе с промежуточными телами и элементами бандажа (рис. II.48). В последнее время начали изготавливать лопатки методом точного литья по выплавляемым моделям.

В каналах, образованных длинными лопатками последних ступеней мощных турбин, параметры потока меняются по высоте лопаток. Поэтому для получения высоких к. п. д. должны изменяться по высоте профили лопаток и углы установки β_u . При профилировании таких закрученных лопаток (рис. II.49) должны учитываться, естественно, и требования прочности и надежности.

Существуют различные методы профилирования длинных лопаток, одним из которых является метод постоянной циркуляции, или метод свободного вихря. Согласно этому методу, лопатки должны профилироваться так, чтобы по всей их высоте в осевых зазорах до и после лопаток соблюдались условия:

$$c_{1u}r = \text{const}; c_{2u}r = \text{const}; c_{1a} = \text{const}; c_{2a} = \text{const},$$

где c_{1u} и c_{2u} — проекции абсолютных скоростей c_1 и c_2 в рассматриваемом сечении на направление окружной скорости, т. е. окружные составляющие скоростей c_1 и c_2 ; c_{1a} и c_{2a} — осевые составляющие скоростей c_1 и c_2 ; r — радиус, представляющий собой расстояние от оси турбины до данного сечения.

При выполнении этих условий каждый элемент потока находится в динамическом равновесии. Действительно, из треугольников скоростей (см. рис. II.22)

$$c^2 = c_u^2 + c_a^2.$$

Обозначая $c_u r = B = \text{const}$, имеем

$$c^2 = \frac{B^2}{r^2} + c_a^2.$$

Дифференцируя это уравнение при $c_a = \text{const}$, получим

$$c dc = -\frac{B^2}{r^3} dr.$$

Так как по уравнению (I.173)

$$c dc = -v dp = \frac{dp}{\rho},$$

то

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r}. \quad (\text{II.76})$$

Рис. II.49.
Длинная лопатка переменного профиля (закрученная лопатка)

Это уравнение динамического равновесия, по которому разность давлений, действующих по высоте лопатки на выделенный элемент потока, уравнивается действием центробежной силы. Лопатки последних ступеней конденсационных турбин работают в области влажного пара. Наличие влаги в паре приводит к поверхностному разрушению — эрозии лопаток. Наибольшему разрушению подвергается верхняя часть входной кромки лопатки. Для предохранения лопаток от эрозии применяются различные способы: лопатки изготавливаются из твердого материала; производится их поверхностная закалка; поверхность лопаток покрывается износостойчивым материалом с помощью электроискрового аппарата; верхняя часть входных кромок лопаток защищается специальными накладками из особо твердого сплава, например стеллита.

Важным способом борьбы с эрозией лопаток, применяемым во всех современных мощных турбинах, является отведение влаги из последних ступеней. Влагоулавливающие устройства, служащие для этой цели, основаны на отделении под действием центробежных сил капель влаги с последующим выводом их из турбины через специальные каналы. Уменьшение влаги достигается также отсосом некоторой части пара из последних ступеней турбины.

Крепление лопаток на дисках производится различными способами. На рис. II.47 и II.48 показаны лопатки, которые вставляются хвостами Т-образной формы в пазы такой же формы в ободе диска через вырез на ободе. После набора всех лопаток венца вырез закрывается специальным замком, одна из конструкций которого показана на рис. II.48. На рис. II.50 показаны лопатки с вильчатыми хвостами, насаживаемые непосредственно на

3

обод диска и приклепываемые к нему. В последнее время в первой ступени турбин с высокими начальными параметрами и в последних ступенях конденсационных турбин нашли применение лопатки с хвостами елочного типа, укрепляемые в пазах соответствующей формы в ободу диска. Лопатки крепятся на дисках также сваркой.

Один из способов крепления рабочих лопаток в барабанах реактивных турбин показан на рис. 11.51. Лопатки имеют в нижней части небольшое Т-образное уширение, которое зажимается промежуточными телами. Последние укрепляются в барабане, входя зубьями в пазы, выточенные в теле барабана. Иногда лопатки реактивных турбин вставляются в пазы барабана в виде отдельных секций лопаток.

Лопатки современных турбин изготавливаются из нержавеющей (хроми-
стых) сталей и высоколегированных хромоникелевых сталей.

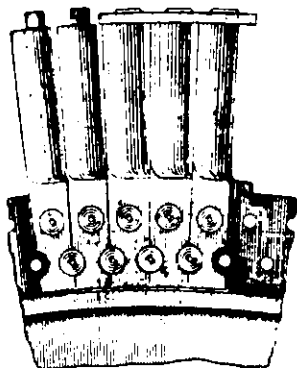


Рис. 11.50. Лопатки с вильчатыми хвостами

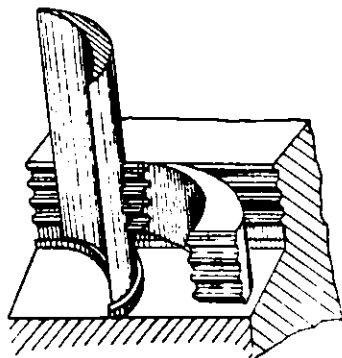


Рис. 11.51. Лопатка реактивной турбины и ее крепление

Соединительные муфты. Для соединения роторов отдельных цилиндров турбин и роторов турбины и генератора применяются соединительные муфты: жесткие, полужесткие (полугибкие), гибкие и подвижные.

Жесткая муфта состоит из двух фланцев, насаженных на валы или откованных вместе с ними и стянутых по окружности болтами. Гибкая муфта допускает довольно значительные сдвиги ротора в осевом направлении и небольшое несовпадение осей роторов.

Валоповоротное устройство. После останова турбины охлаждение ротора происходит неравномерно. Нижняя часть ротора охлаждается быстрее, чем верхняя, поэтому вал остановленной турбины искривляется. В крупных турбинах временное искривление вала может достигнуть такой величины, что повторный пуск турбины окажется недопустимым из-за сильной вибрации. Поэтому для равномерного охлаждения ротора современные мощные паровые турбины снабжены валоповоротным устройством, медленно вращающим ротор при прогреве и останове турбины.

ГЛАВА 9 СМАЗКА ТУРБИН

32-33

§ 28. Смазочные масла и их регенерация

Для уменьшения потерь от трения частей друг о друга, а также для охлаждения трущихся частей производится смазка. Смазочное масло препятствует непосредственному соприкосновению трущихся поверхностей, в результате чего трение поверхностей (сухое трение) заменяется трением частиц масла (жидкостное трение).

Согласно гидродинамической теории смазки, при достаточной скорости передвижения одной поверхности относительно другой смазочное масло располагается между ними в виде клиновидного слоя, препятствующего соприкосновению поверхностей.

Когда шейка вала вращается в подшипнике, масло прилипает к поверхности шейки и увлекается ею в направлении вращения в клиновидный зазор. Вследствие постепенного сужения сечения для прохода масла давление в клиновидном зазоре растет и при определенном числе оборотов шейка вала всплывает (рис. 11.52). Так как давление масла с левой стороны шейки остается низким, то она, всплывая, одновременно смещается влево (рис. 11.52, а). Это хорошо видно при сопоставлении рис. 11.52, а с рис. 11.52, б, изображающим шейку вала в покое.

Толщина масляного слоя существенно зависит от формы и скорости движения трущихся частей, от вязкости масла и некоторых других факторов.

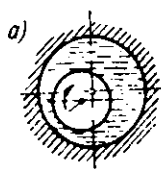


Рис. 11.52. Положение шейки вала в подшипнике

Смазочные масла должны удовлетворять следующим условиям: иметь температуру вспышки выше температуры, развивающейся в местах смазки; хорошо смачивать смазываемые поверхности; не разрушаться в условиях работы; не содержать минеральных кислот и щелочей, вызывающих разъедание смазываемых частей; не содержать механических примесей и воды; содержание золы должно быть минимальным; вязкость должна соответствовать условиям работы; при слишком вязком масле движение частей затрудняется и работа трения увеличивается; при недостаточно вязком масле оно не может удержаться между смазываемыми поверхностями.

Наилучшим образом удовлетворяют перечисленным условиям минеральные масла, получаемые из нефти. Масла животного и растительного происхождения непригодны для работы при высоких температурах, так как они легко разлагаются.

Для системы смазки и регулировки турбин применяется турбинное масло марок Л, УТ, Т.

При соприкосновении с нагретыми частями двигателя в масле происходит образование смол и кокса. Под действием кислорода воздуха масло окисляется, в процессе работы оно загрязняется различными примесями и пылью и, наконец, может содержать воду. Она попадает в масло, например при неудовлетворительной работе концевых уплотнений турбины, когда пар проникает в соседний подшипник, конденсируется здесь и обволакивает масло. В результате всего этого ухудшается качество масла и теряются его смазочные свойства.

Восстановление смазочных свойств масла и очистка его от примесей называется регенерацией масла.

Основные методы регенерации включают: отстаивание, фильтрацию и центрифугирование масла для отделения механических примесей и воды; испарение воды, содержащейся в масле; физико-химическую очистку реагентами для удаления смол, кислот и т. д.

Повышение параметров пара и внедрение газовых турбин, работающих при высоких температурах, увеличивают пожарную опасность на электрических станциях вследствие возможности воспламенения масла. Поэтому проводятся большие работы по огнестойким заменителям турбинных масел. Так, в системах регулирования ряда новых мощных турбин ХТГЗ применяется конденсат, а турбин ЛМЗ — огнестойкая жидкость иввиоль. Испытания иввиоль-3 в системе смазки также дали положительные результаты.

§ 29. Схемы маслоснабжения турбин

Ввиду того что масло требуется не только для смазки, но и для регулирования, система смазки турбины сочетается с системой регулирования, образуя общую систему маслоснабжения. В настоящее время распространены две схемы маслоснабжения паровых турбин: с зубчатым или винтовым масляным насосом.

Упрощенная схема маслоснабжения первого типа изображена на рис. II.53, а. Главный масляный насос 1, зубчатый или винтовой, подает

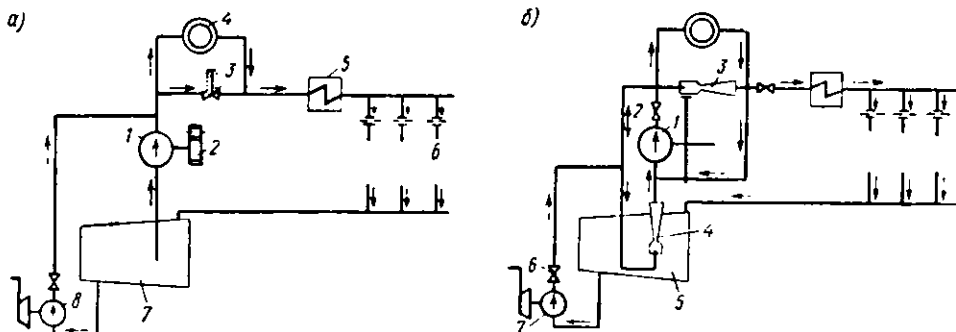


Рис. II.53. Схемы маслоснабжения турбин

масло из бака 7 в систему регулирования 4 и на смазку подшипников турбины и электрического генератора 6. Избыточное давление масла в системе регулирования турбины составляет 0,4—0,5 МПа (4,1—5,1 кгс/см²), а в крупных турбинах с высокими начальными параметрами пара 1,2—2,0 МПа (12,2—20,4 кгс/см²). Избыточное давление масла в системе смазки подшипников 0,05—0,15 МПа (0,51—1,53 кгс/см²). Поэтому масло, подаваемое насосом под давлением, необходимым для системы регулирования, перед поступлением на смазку проходит редукционный (дрессельный) клапан 3, в котором его давление снижается до значения, необходимого для смазки.

В процессе смазки и охлаждения подшипников масло нагревается, а нагрев выше определенной температуры ухудшает его смазочные свойства. Поэтому масло проходит через маслоохладитель 5, в результате чего его температура при поступлении в подшипники находится в допускаемых границах — 35—50° С. Отработавшее масло поступает обратно в масляный бак.

Главный масляный насос приводится валом турбины через зубчатую передачу 2. Приводом его может служить также вал регулятора, вращаемого, в свою очередь, валом турбины.

При пуске и останове турбины главный масляный насос не обеспечивает достаточной смазки из-за малого числа оборотов. В эти периоды масло подается вспомогательным масляным насосом 8, имеющим самостоятельный привод.

Зубчатый масляный насос изображен на рис. II.54. При вращении шестерен по направлению стрелки масло поступает со стороны всасывания, переносится между зубьями и корпусом и подается в нагнетательный маслопровод.

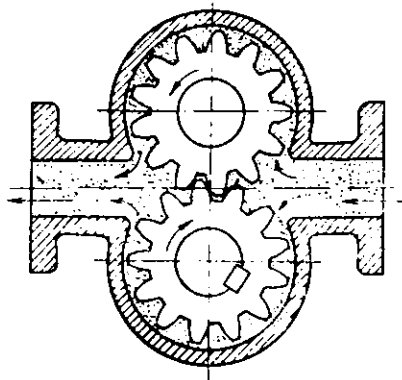


Рис. II.54. Зубчатый масляный насос

Винтовой масляный насос ЛМЗ производительностью $0,04 \text{ м}^3/\text{с}$ ($2,4 \text{ м}^3/\text{мин}$) показан на рис. 11.55. Насос имеет один ведущий винт (средний) и два ведомых. При их вращении масло переносится со стороны всасывания вдоль винтов и подается в нагнетательный маслопровод.

Маслоохладители выполняются обычно в виде трубчатых холодильников. Внутри труб прокачивается холодная вода, вокруг них — масло. Масло должно иметь давление большее, чем вода, так как при неплотности в охладителе выход масла ведет только к частичной его потере, попадание же воды в масляную систему может нарушить смазку турбины.

В схеме маслоснабжения второго типа (рис. 11.53, б) — с центробежным главным масляным насосом — вал насоса соединяется с валом турбины непосредственно, без зубчатой передачи, что является важным преимуществом. При этой схеме в масляном баке 5 устанавливается инжектор 4, принцип действия которого такой же, как у эжектора. К соплу инжектора

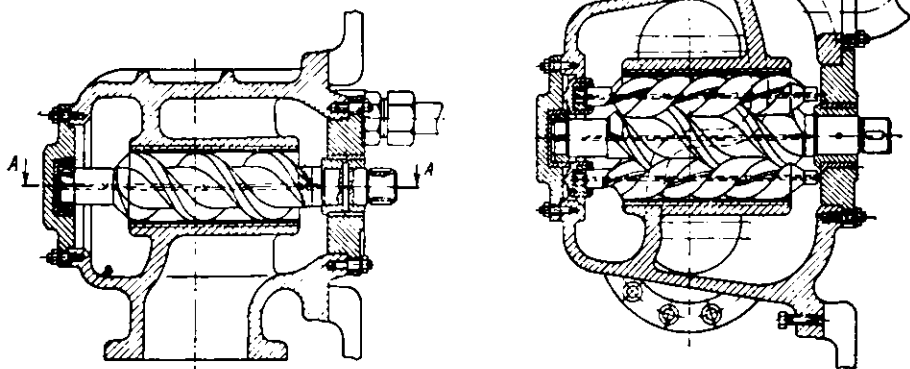


Рис. 11.55. Винтовой масляный насос ЛМЗ

поступает масло из нагнетательной линии главного масляного насоса 1. Вытекая из сопла с определенной скоростью, это масло засасывает масло из бака и, смешиваясь с ним, поступает в диффузор инжектора, где его давление повышается. Масло поступает на всасывание насоса с небольшим избыточным давлением — $30\text{--}50 \text{ кПа}$ ($0,3\text{--}0,5 \text{ кгс/см}^2$), что повышает надежность всасывания.

При пуске турбины масло подается вспомогательным масляным насосом 7 в нагнетательную линию главного насоса, который с помощью инжектора 4 постепенно заполняется маслом. По мере увеличения числа оборотов давление в нагнетательной линии растет; когда оно начинает превосходить давление, создаваемое вспомогательным насосом, то с участием обратных клапанов 2 и 6 включается в работу главный насос, а вспомогательный выключается и может быть остановлен. В остальной части схема может не отличаться от предыдущей. Для подачи масла на смазку можно также установить второй инжектор 3, рабочее масло к которому будет поступать из нагнетательной линии главного насоса, а подсасываемое масло — из линии всасывания этого насоса.

Схема маслоснабжения газовых турбин рассматривается на стр. 270.

ГЛАВА 10 КОНДЕНСАЦИОННЫЕ УСТРОЙСТВА ПАРОВЫХ ТУРБИН

§ 30. Принцип действия и основные элементы конденсационных устройств

34

Назначение конденсационных устройств. Конденсационные устройства паровых турбин служат для создания за турбиной разрежения. Кроме того, конденсационное устройство необходимо для получения конденсата. Чистый конденсат, питающий котел, не загрязняет котельных поверхностей и, представляя собой теплую воду, требует меньше тепла для получения из него пара, чем обычная холодная вода.

Принцип действия и основные элементы конденсационных устройств. Пусть к замкнутому сосуду 2 поступает пар (рис. 11.56). Если открыть и затем закрыть краны 1 и 3, то пар, вытеснив воздух, заполнит сосуд. При охлаждении сосуда пар сконденсируется, конденсат займет часть сосуда, и в нем создастся разрежение.

Во время конденсации пара выделяется растворенный в нем воздух. Воздух может попадать в сосуд также через неплотности в нем. Конденсируя пар и откачивая конденсат и воздух, можно в сосуде непрерывно поддерживать нужный вакуум. Конденсация пара производится водой.

Из изложенного ясно, что всякое конденсационное устройство должно состоять из следующих основных элементов: замкнутого сосуда — конденсатора, циркуляционного насоса для подачи охлаждающей (циркуляционной) воды, конденсатного насоса для отвода конденсата, насоса для отсоса воздуха — чаще всего эжектора. Иногда для откачки конденсата, охлаждающей воды и воздуха применяется один общий насос — мокровоздушный.

Типы конденсаторов. Конденсаторы можно разделить на две группы: в одной охлаждающая вода непосредственно перемешивается с паром и конденсирует его, в другой она отделена от пара поверхностью трубок, на которых происходит конденсация пара. Конденсаторы первой группы называются *с м е ш и в а ю щ и м и*, второй — *п о в е р х н о с т н ы м и*. При паровых турбинах применяются почти исключительно поверхностные конденсаторы.

Характеристики конденсаторов. Важной характеристикой конденсатора является *к р а т н о с т ь о х л а ж д е н и я*, под которой понимается количество кг воды, необходимой для конденсации 1 кг пара. Если M — масса пара, поступающего в конденсатор, в кг/с, а W — масса охлаждающей воды в кг/с, то кратность охлаждения

$$m = W/M.$$

В смешивающих конденсаторах $m = 15 \div 35$, в поверхностных $m = 40 \div 120$.

Другой характеристикой поверхностных конденсаторов является *у д е л ь н а я п а р о в а я н а г р у з к а*, представляющая собой количество кг пара, приходящегося на 1 м² поверхности охлаждения в секунду (час). Если F — поверхность охлаждения конденсатора, то удельная паровая нагрузка

$$d_k = M/F.$$

Обычно $d_k = 0,010 \div 0,013$ кг/(м²·с) [36—45 кгс/(м²·ч)], в ряде случаев $d_k = 0,016 \div 0,022$ кг/(м²·с) [60—80 кгс/(м²·ч)].

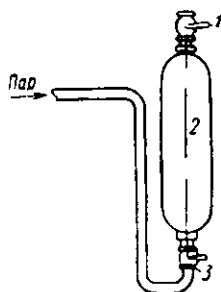


Рис. 11.56. Принцип действия конденсационного устройства

На рис. II.57 представлена схема одного из типов смешивающих конденсаторов. Охлаждающая вода проходит через мелкие отверстия в перегородках и конденсирует движущийся навстречу пар. Смесь конденсата с охлаждающей водой откачивается центробежным насосом. Вода подается в конденсатор обычно тоже центробежным насосом под давлением 150—200 кПа (1,53—2,04 кгс/см²). Иногда она поступает из водоема под действием разности давлений атмосферы и в конденсаторе.

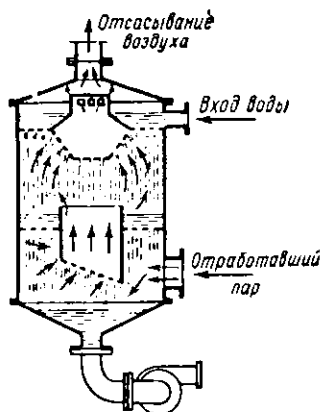


Рис. II.57. Схема смешивающего конденсатора

На рис. II.58 схематически показан поверхностный конденсатор. По концам корпуса конденсатора 1 расположены трубные доски 2, а за ними — водяные камеры 4 и 7. В трубные доски вделаны трубки 3. Охлаждающая (циркуляционная) вода нагнетается насосом по трубе 6 в нижнюю водяную камеру, проходит по трубкам в заднюю водяную камеру 4, и, возвращаясь по трубкам верхней половины конденсатора в верхнюю камеру, удаляется через трубу 8.

Отработавший пар из турбины поступает в конденсатор через патрубок 9 и конденсируется на поверхности трубок. Конденсат откачивается насосом через патрубок 5. Воздух отсасывается через патрубок 10. Вместе с воздухом отсасывается частично и пар. Для того чтобы максимально уменьшить количество отсасываемого пара и охладить воздух, смесь воздуха

и пара пропускают через воздухоохладитель, представляющий собой группу отделенных перегородкой трубок, на поверхности которых происходит конденсация пара из паровоздушной смеси.

Рассматриваемый конденсатор является **д в у х о д о в ы м**. Если бы вода подавалась в водяную камеру с одной стороны конденсатора и, пройдя

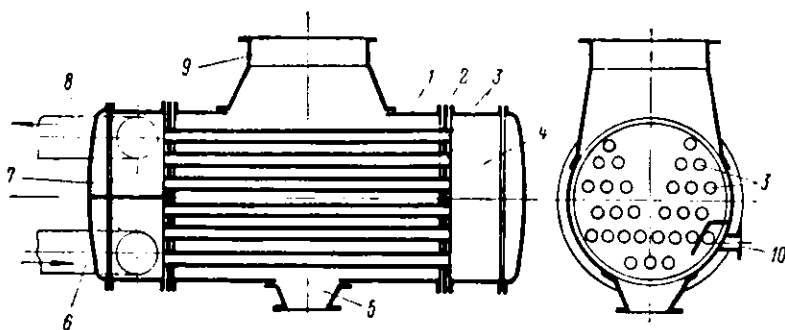


Рис. II.58. Схема поверхностного конденсатора

все трубки, поступала в водяную камеру с другой стороны конденсатора и отсюда удалялась, конденсатор являлся бы **о д н о х о д о в ы м**.

Трубки конденсатора делаются чаще всего из латуни различных марок. Применяются также нержавеющая сталь, алюминий и некоторые другие материалы. Внешний диаметр трубок в различных конденсаторах от 16 до 25 мм и редко — больше. Число трубок в крупных конденсаторах достигает нескольких тысяч. Способ крепления трубок, почти исключительно применяемый в настоящее время, заключается в развальцовке трубок в трубных досках с двух сторон.

Пар, проходя между трубок поверхностного конденсатора, испытывает сопротивление, в результате чего давление его несколько уменьшается.

Обычно это падение давления $\Delta p_k = 0,003 \div 0,010$ бар. Вместе с давлением понижается и температура. Проходя воздухоохладитель, паровоздушная смесь также понижает температуру (обычно на $2-6^\circ$).

Температура t_k конденсата, откачиваемого насосом, ниже температуры t_2 отработавшего пара не только вследствие указанных обстоятельств, но и вследствие того, что конденсат, стекая с верхних трубок на нижележащие холодные трубки, также охлаждается. Кроме того, понижение температуры конденсата может происходить вследствие повышенного подсоса воздуха в конденсатор через неплотности.

Разность температур отработавшего пара и откачиваемого конденсата называется переохлаждением конденсата. Переохлаждение связано с потерями, так как на подогрев более холодного конденсата требуется большее количество тепла. Поэтому в правильно выполненных конденсаторах переохлаждение должно быть незначительным.

Из изложенного ясно, что расположение трубок в конденсаторе должно быть таким, чтобы были минимальными как сопротивление их проходу пара, так и величина переохлаждения конденсата. Этим условиям удовлетворяет, например, двухходовой конденсатор ЛМЗ типа К-50-3000 (50КЦС-3) для паротурбинной установки мощностью 50 МВт (рис. II.59). Широкий, свободный от трубок проход для пара по середине конденсатора и ленточное расположение трубок сводят сопротивление трубок и переохлаждение конденсата к минимуму. В этом конденсаторе, как и в некоторых других, водяные камеры разделены перегородкой на две половины, каждая из которых имеет самостоятельный подвод и отвод охлаждающей воды. Это дает возможность выключать каждую половину конденсатора для чистки, не останавливая турбину. Такой конденсатор называют двухпоточным. В установках высокого давления, где чистота конденсата имеет особое значение, устраивают иногда конденсаторы с двумя трубными досками. В пространство между ними подается конденсат под давлением, превышающим давление охлаждающей воды. Это исключает возможность попадания в паровое пространство конденсатора охлаждающей воды при нарушении плотности в вальцовочных соединениях трубок.

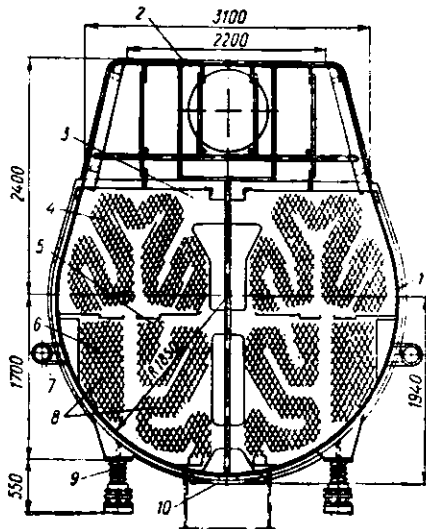


Рис. II.59. Конденсатор К-50-3000 (50КЦС-3) ЛМЗ:

1 — корпус; 2 — вход пара; 3 — промежуточные перегородки в паровом пространстве; 4 — трубки второго хода; 5 — горизонтальные перегородки для отвода конденсата; 6 — воздухоохладитель; 7 — отсос воздуха; 8 — трубки первого хода; 9 — пружинная опора; 10 — отвод конденсата

§ 32. Основы теплового расчета поверхностных конденсаторов

Расчет конденсаторов производится с помощью известных из курса теплопередачи уравнений: уравнения теплового баланса

$$Wc(t'_s - t_s) = M(i_2 - i'_2) \quad (\text{II.77})$$

и уравнение теплопередачи

$$M(i_2 - i'_2) = kF\Delta t_{cp}. \quad (\text{II.78})$$

Здесь W — секундный (часовой) расход охлаждающей воды; c — теплоемкость охлаждающей воды; t'_s — температура охлаждающей воды, покидаю-

щей конденсатор; t'_s — температура охлаждающей воды, поступающей в конденсатор; M — секундная (часовая) масса пара, поступающего в конденсатор, т. е. паровая нагрузка конденсатора; i_2 — энтальпия отработавшего пара; i'_2 — энтальпия конденсата; k — коэффициент теплопередачи от пара к воде в Вт/(м²·К) [ккал/(м²·ч·К)]; F — поверхность охлаждения конденсатора с паровой стороны; Δt_{cp} — среднелогарифмическая разность температур пара и воды:

$$\Delta t_{cp} = \frac{t'_s - t'_2}{\ln \frac{t_2 - t'_s}{t_2 - t'_2}}, \quad (\text{II.79})$$

где t_2 — температура отработавшего пара.

Величины M , t_2 и i_2 известны из расчета турбины. При обычных значениях переохлаждения конденсата его температура t_k , а значит, и энтальпия i'_2 также известны. Значения W или m чаще всего заданы. Температуру t'_s принимают равной 10—20° С и в некоторых установках высокого давления 25 и 30° С. Имея эти данные, можно из уравнения (II.77) определить t'_s , а по формуле (II.79) — Δt_{cp} . Тогда при известном значении k можно из уравнения (II.78) определить основную расчетную величину — поверхность охлаждения конденсатора F .

§ 33. Насосы. Эжекторы

Насосы. На рис. II.60 дан поперечный разрез центробежного насоса. Работает он по тому же принципу, что и центробежный турбокомпрессор, основы теории которого были даны в гл. 3.

Вода поступает по приемному патрубку 2 к рабочему колесу 1. При вращении колеса вода центробежными силами отбрасывается по каналам между

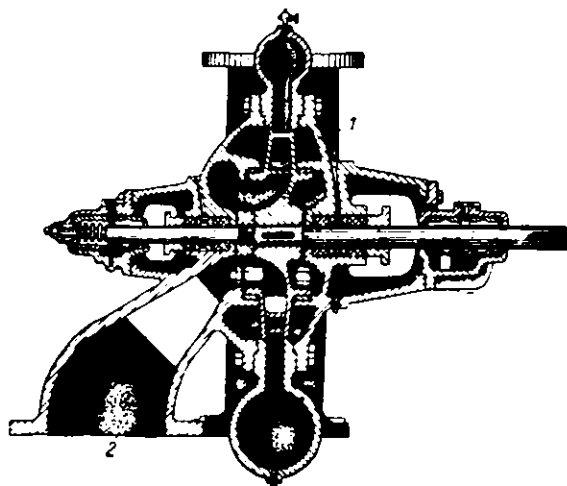


Рис. II.60. Поперечный разрез центробежного насоса

изогнутыми рабочими лопатками в спиральный канал, образуемый стенками корпуса. Вследствие этого создается пониженное давление у входа в колесо и под действием атмосферного давления новые порции воды поступают к центру колеса. В насосах большой производительности применяется двусторонний подвод воды к рабочему колесу. Сечение спирального канала в корпусе (улитки) постепенно увеличивается. Делается это для того, чтобы скорость, приобретенную водой при движении по каналу колеса, преобразовать в давление. Для этой же цели применяются неподвижные направляющие аппараты — диффузоры.

На рис. II.61 приведена одна из конструкций мокровоздушных насосов. При нисходящем движении штока 1 и поршня 4 открываются окна 5 и вследствие разрежения, создающегося в корпусе насоса этим движением поршня, конденсат вместе с охлаждающей водой и воздух поступают через патрубок 6 в насос. При восходящем движении поршня воздух вместе с жидкостью выбрасывается из насоса через клапаны 3 и патрубок 2.

Насосы приводятся в действие электродвигателями или небольшими паровыми турбинами.

Эжекторы. Применяются пароструйные и водоструйные эжекторы. Наиболее распространен пароструйный эжектор. Принцип его действия заключается в следующем. Струя рабочего пара с давлением 6—29 бар, пройдя по соплам эжектора, понижает давление приблизительно до давления паровоздушной смеси в конденсаторе и, приобретая значительную скорость, увлекает смесь в диффузор. В диффузоре за счет понижения скорости растет давление — приблизительно до атмосферного. Затем смесь проходит через специальный охладитель, в котором пар, находящийся в смеси, конденсируется, подогревая питательную воду, а воздух удаляется в атмосферу.

Для создания глубокого вакуума эжекторы выполняются двух- и трехступенчатыми. На рис. II.62 дан схематический чертеж трехступенчатого пароструйного эжектора ЛМЗ типа ЭП-3-600-4. Пар с расчетным давлением 13 бар ($13,2 \text{ кгс/см}^2$), поступаая по трубе 1, вытекает из сопла 2 и увлекает паровоздушную смесь из конденсатора в диффузор 9. Повысив здесь давление до значения, промежуточного между конденсаторным давлением и атмосферным, вся эта смесь пара и воздуха поступает в поверхностный холодильник с П-образными трубками первой ступени 3 эжектора и направляется вверх (направление движения показано стрелками). При этом дбижении происходит частичная конденсация пара из паровоздушной смеси. Конденсирующийся пар подогревает охлаждающую среду, протекающую внутри трубок холодильника. Охлаждающая среда представляет собой конденсат, питающий котел.

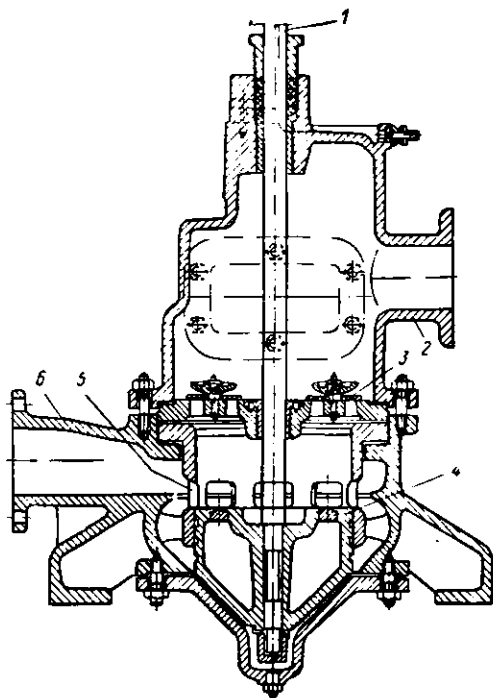


Рис. II.61. Мокровоздушный насос

Паровоздушная смесь с пониженным содержанием пара, вытекая из первой ступени, смешивается с паром, вытекающим из сопла 8, и поступает в диффузор 7 второй ступени 4 эжектора. Здесь происходит процесс, подобный описанному выше, после чего паровоздушная смесь поступает в третью ступень 5 эжектора. Здесь происходит дальнейшая конденсация пара, а воздух через трубу 6 удаляется в атмосферу. Конденсат, образующийся при охлаждении паровоздушной смеси, из третьей ступени поступает во вторую, отсюда в первую и сливается в конденсатор.

Расход пара на этот эжектор при расчетном режиме составляет 0,167 кг/с (600 кг/ч). Количество отсасываемого воздуха 0,021 кг/с (75 кг/ч).

Водоструйный эжектор работает в принципе аналогично пароструйному. К соплу эжектора насосом подается вода под давлением. Вытекая через сопло со значительной скоростью, вода увлекает паровоздушную смесь из конденсатора в диффузор. Здесь давление растет приблизительно до атмосферного, и вода с воздухом удаляются из эжектора.

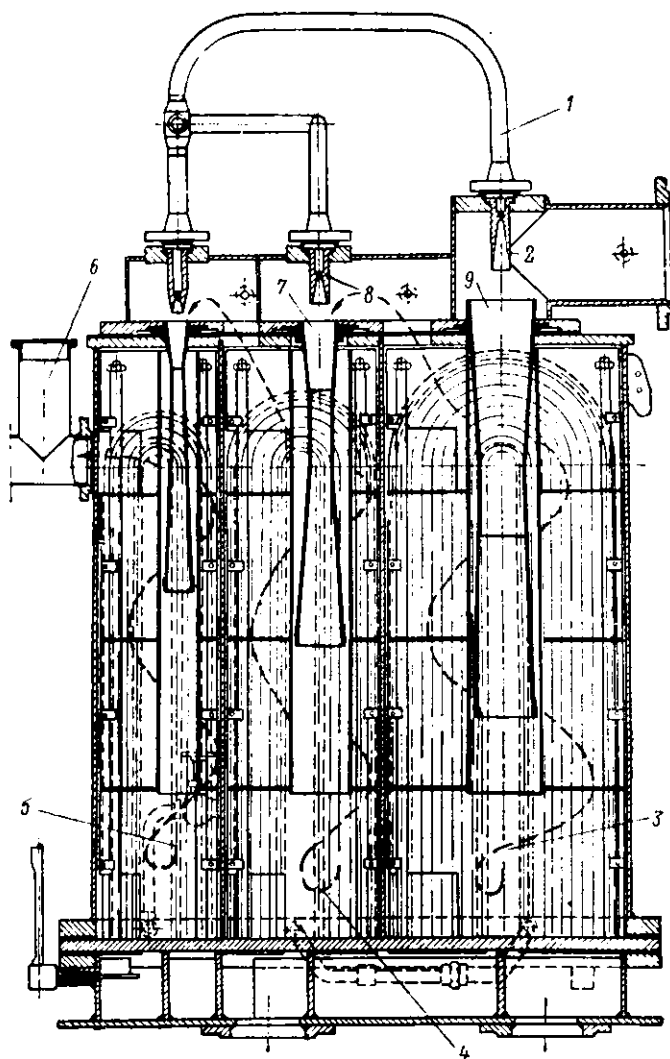


Рис. 11.62. Трехступенчатый эжектор ЛМЗ типа ЭП-3-600-4

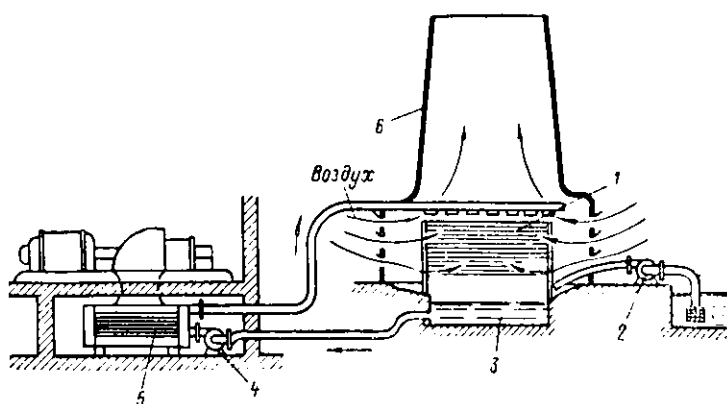


Рис. 11.63. Схема градирни с естественной циркуляцией воздуха

§ 34. Охлаждение циркуляционной воды

Конденсационные устройства паровых турбин требуют большого количества охлаждающей (циркуляционной) воды. Удовлетворить потребность в воде не представляет больших затруднений, если установка может быть расположена вблизи крупных источников водоснабжения, например большой реки, озера. В этом случае вода берется из источника водоснабжения и после использования для охлаждения сбрасывается в тот же источник. Такая система водоснабжения называется *проточной*. Если же имеются лишь небольшие источники водоснабжения, то приходится охлаждающую воду конденсаторов после использования искусственно охлаждать и снова подавать ее на охлаждение. Такая система водоснабжения называется *оборотной*.

Для охлаждения циркуляционной воды пользуются охлаждающими прудами, бассейнами и градирнями различных типов.

Охлаждающий пруд представляет собой естественный или искусственный водоем, из которого охлаждающая вода берется в одном месте, а сбрасывается после использования в другом месте, по возможности удаленном от первого. Охлаждение воды происходит от соприкосновения с окружающим воздухом и испарения части воды с отъемом значительного количества тепла из водоема. Кроме потери на испарение часть воды в прудах теряется в почву через дно, берега и др. Поэтому запас воды в прудах надо постоянно пополнять.

Для уменьшения потерь воды иногда вместо прудов устраиваются *бассейны* с бетонными стенками и дном. Поверхность пруда или бассейна должна быть значительной, так как на 1 кВт мощности турбины требуется приблизительно 7—10 м² охлаждающей поверхности. Для уменьшения потребной поверхности применяются пруды или бассейны с брызгалами. Охлаждаемая вода подается здесь под избыточным давлением 50—150 кПа (0,5—1,53 кгс/см²) к соплам (брызгалам), расположенным над поверхностью пруда или бассейна. Пройдя сопла, вода разбрызгивается на мелкие струи, быстро охлаждается от соприкосновения с воздухом и стекает в пруд. Интенсивность охлаждения зависит от атмосферных условий.

Наиболее распространенным устройством для охлаждения циркуляционной воды являются *градирни*. Для теплосиловых установок малой мощности ввиду простоты и дешевизны применяются *открытые градирни*, состоящие из системы деревянных стоек и горизонтальных планок, омываемых со всех сторон воздухом. Вода, поступающая сверху, проходит по планкам, разбрызгивается и охлаждается воздухом. Иногда сверху градирни устраиваются разбрызгивающие сопла.

Для крупных теплосиловых установок применяются *закрытые градирни*, называемые также башенными охладителями. Они строятся с естественной и принудительной циркуляцией воздуха.

Схема градирни с естественной циркуляцией воздуха дана на рис. П.63. Охлаждающая вода, прошедшая конденсатор, стекает на оросительное устройство 1, представляющее собой при капельной конструкции систему горизонтальных брусков с малыми зазорами между ними. Проходя оросительное устройство, вода разбрызгивается на мелкие капли, охлаждаемые движущимися навстречу воздухом, поступающим через жалюзи в нижней части градирни. При пленочной конструкции оросительного устройства вода стекает в виде пленки по вертикальным щиткам оросителя. Охлажденная вода собирается в бассейне 3, расположенном внизу градирни, и отсюда циркуляционным насосом 4 подается в конденсатор 5. Движение воздуха вверх обеспечивается высокой башней 6, действующей по принципу дымовой трубы. Для восполнения потери в бассейн насосом 2 подается вода из близлежащего источника.

В градирнях с принудительной циркуляцией воздух подается вентилятором через специальные отверстия в нижней части градирни. В остальном эти градирни подобны предыдущим. Расход энергии на вентилятор составляет 1—2% от энергии, вырабатываемой на станции. Поэтому эти градирни применяются в тех случаях, когда атмосферные условия делают работу градирен с естественной циркуляцией ненадежной.

Иногда строятся градирни, в которых к естественной циркуляции добавляется принудительная (пуск вентилятора в ход), — когда естественная тяга оказывается недостаточной.

Градирни строились из дерева. Однако деревянные части в течение сравнительно короткого срока разрушаются под действием воды и микроорганизмов. Кроме того, они огнеопасны, особенно во время перерывов в работе. По этим причинам дерево вытесняется другими материалами: металлом, асбоцементом, железобетоном. Медленнее идет вытеснение дерева как материала в оросительных устройствах градирен. Здесь применяются асбоцемент, керамические материалы, пластмассы.

Следует также упомянуть о конденсационно-охладительных установках системы Геллера (Венгрия). Они начали находить применение и могут оказаться эффективными в районах с ограниченными ресурсами воды. Принцип их действия следующий. Отработавший пар из турбины поступает в смешивающий конденсатор, где конденсируется холодным конденсатом. Часть полученного конденсата подается насосом в котел, а другая часть циркуляционным насосом прокачивается через теплообменники из алюминиевых трубок, в которых охлаждается воздухом (поэтому эти градирни часто называют сухими). Охлажденный конденсат поступает в смешивающий конденсатор для охлаждения пара, проходя по пути через гидротурбину или дроссельный клапан.

ГЛАВА II

КОНДЕНСАЦИОННЫЕ И ТЕПЛОФИКАЦИОННЫЕ ТУРБИНЫ

§ 35. Конденсационные турбины малой и средней мощности

Для выработки небольшой мощности требуются небольшие массовые расходы M рабочего тела. При высоких начальных давлениях пара малы его удельные объемы. Поэтому объемные расходы пара Mv также малы. В то же время при высоких начальных давлениях пара и низких давлениях в конденсаторе получаются большие скорости истечения c . Тогда в соответствии с уравнением неразрывности течения $Mv = Fc$ требуются небольшие проходные сечения для пара F . А так как $F = \pi dl$, то должны быть небольшими и произведения dl . Если при этом выбирать большие диаметры дисков d , что уменьшает число ступеней турбины и делает ее более компактной и дешевой, то получаются малые высоты лопаток, что ведет к большим потерям энергии на них и соответствующему снижению к. п. д. турбины. Поэтому в турбинах малой мощности применяются небольшие диаметры дисков и умеренные начальные давления пара. Последнее обстоятельство ведет к снижению возможного значения термического к. п. д. цикла, который, как известно, растет с ростом начального давления.

Увеличить высоту лопаток, а следовательно, и к. п. д. турбины до приемлемых значений можно за счет повышения числа оборотов вала турбины n . Это станет ясным, если, умножив числитель и знаменатель уравнения (II.33) на u/c_1 и учитывая, что $u = \pi dn/60$, представить это уравнение в виде

$$l_1 = \frac{60 M v_1 \frac{u}{c_1}}{\epsilon \pi^2 d^2 n \sin \alpha_1}. \quad (\text{II.80})$$

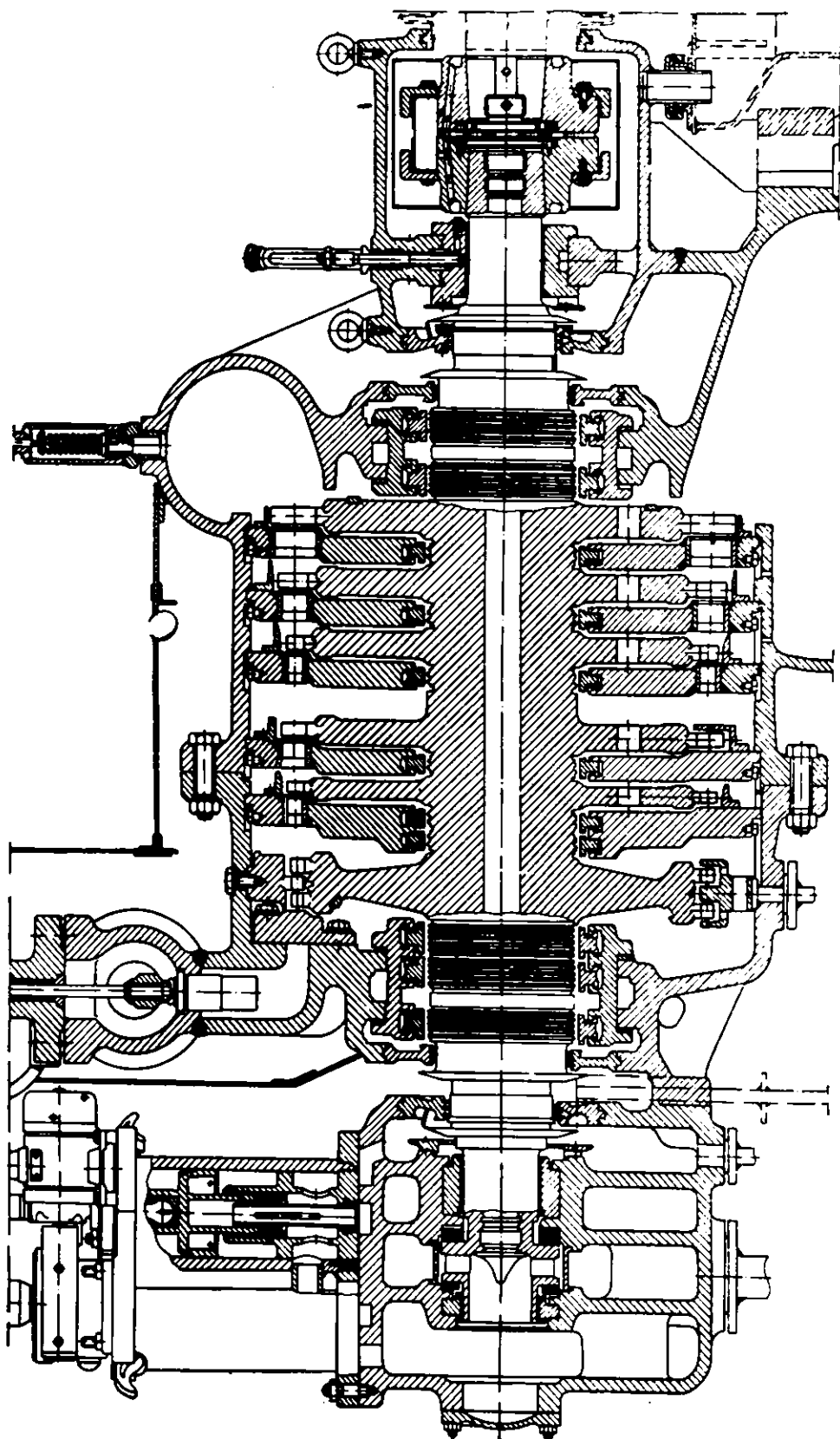


Рис. 11.64. Продольный разрез быстроходной турбины

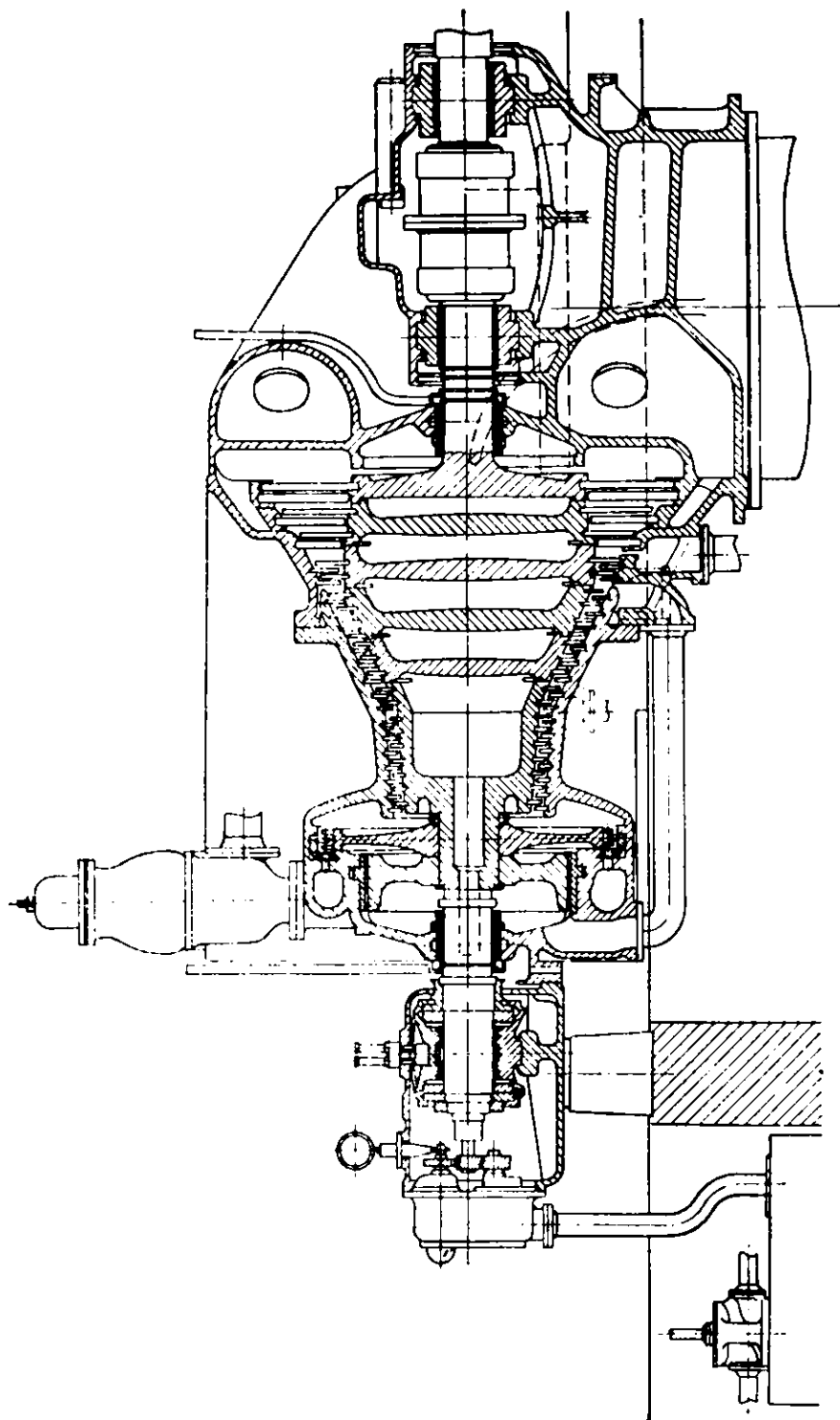


Рис. 11.65. Реактивная турбина с активной регулирующей ступенью

При заданной окружной скорости u увеличение n ведет к уменьшению d и увеличению l_1 .

Частоту вращения вала турбины малой мощности доводят до 5000, 9000 и даже 12 000 об/мин. Частота вращения вала генератора при переменном токе 50 Гц составляет 3000 об/мин. Поэтому если турбина предназначена для привода вала электрического генератора, то между турбиной и генератором вводится редуктор. Применение редуктора не вызывает значительного уменьшения к. п. д. турбогенератора, так как современные редукторы имеют к. п. д. 0,97—0,99.

Конденсационные турбины с редукторной передачей имеют, как правило, мощность до 1000 кВт. Однако в ряде случаев оказывается целесообразным доводить их мощность до 2500—4000 кВт. На рис. 11.64 представлен продольный разрез быстрходной турбины Калужского турбинного завода мощностью 1000 кВт при начальных параметрах $p_0 = 2,45$ МПа (25 кгс/см²), $t_0 = 350^\circ\text{C}$ и давлении отработавшего пара 0,1 бар. Частота вращения вала турбины 7000 об/мин, частота вращения ротора генератора 3000 об/мин. Вал турбины соединен муфтой с валом ведущей шестерни редуктора. Проточная часть турбины состоит из двухвенечной регулирующей ступени и пяти последующих активных ступеней давления. Вал поддерживается двумя опорными подшипниками, причем передний непосредственно примыкает к упорному подшипнику Митчеля.

Объемные расходы пара в турбинах средней мощности дают возможность получить лопатки достаточной высоты при нормальной частоте вращения (3000 об/мин), поэтому редукторные передачи здесь не применяются. На рис. 11.65 представлена реактивная конденсационная турбина среднего давления с активной регулирующей ступенью. Мощность турбины 20 000 кВт при 3000 об/мин. Регулирующая ступень с двухвенечным диском Кертиса. Короткий барабан и диски ротора соединены сваркой. Диск Кертиса и разгрузочный поршень насажены на вал в горячем состоянии и приварены к нему. Камера разгрузочного поршня соединена с промежуточной ступенью в области низкого давления турбины. Корпус турбины разъемный в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В более поздних конструкциях турбин этого типа диск Кертиса и разгрузочный поршень откованы за одно целое с барабаном ротора, что делает конструкцию более жесткой и простой.

§ 36. Конденсационные турбины большой мощности

При расширении в турбине объем пара сильно увеличивается. Так, при расширении от параметров 88 бар (90 кгс/см²) и 500°C до давления в конденсаторе 0,034 бар и степени сухости 0,9 удельный объем пара увеличивается в 960 раз. В крупных турбинах массовые расходы пара большие, а при больших удельных объемах его в последних ступенях велики и объемные расходы. Для пропуска больших объемов пара требуются значительные проходные сечения, т. е. большой высоты лопатки при больших средних диаметрах ступени. Однако эти величины ограничены условиями прочности и надежности, поэтому ограничены и единичные мощности турбин. В самом деле, согласно уравнению (11.34), обозначая l_2 через l и принимая $\tau_1 \approx 1$, можем написать

$$M = \frac{\epsilon \pi d l c_2 \sin \alpha_2}{v_2}. \quad (11.81)$$

Имея в виду, что направление скорости c_2 выбирают в турбинах так, чтобы $\alpha_2 \approx 90^\circ$, и что в последних ступенях конденсационных турбин $\epsilon = 1$, это уравнение можем записать в виде

$$M = \frac{\pi d l c_2}{v_2} = F \frac{c_2}{v_2}, \quad (a)$$

где $F = \pi d l$ — площадь выходного сечения ступени.

Величина v_2 определяется в основном давлением в конденсаторе, значения которого в современных установках были приведены на стр. 121. Значение скорости c_2 определяет собой потерю с выходной скоростью, а следовательно, экономичность турбин; обычно $c_2 = 200 \div 250$, иногда 280 м/с. Таким образом, для увеличения M , а следовательно, и мощности турбины необходимо увеличить F , т. е. d и l . Однако с увеличением этих величин растет центробежная сила, определяющая разрывное усилие у корня лопаток. Это станет ясным, если иметь в виду, что центробежная сила равна

$$\frac{\rho f l u^2}{d/2} = \frac{2 \rho f u^2}{d/l},$$

где ρ — плотность металла лопатки; f — площадь поперечного сечения лопатки.

Итак, предельная мощность, которая может быть получена от одного потока пара, ограничивается допустимыми размерами последней ступени турбины.

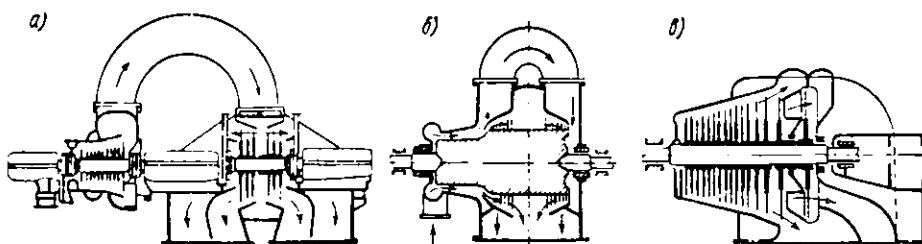


Рис. II.66. Схемы потоков пара в мощных паровых турбинах

При заданных предельных размерах последней ступени мощность турбины может быть увеличена путем повышения начальных параметров пара, так как при этом увеличиваются перепады энтальпий, а следовательно, работа, производимая каждым кг пара.

Другие пути увеличения мощности турбин при заданных предельных размерах последней ступени могут быть уяснены с помощью схем, приведенных на рис. II.66. В схеме на рис. II.66, а пар, пройдя часть высокого давления, поступает в середину части низкого давления, где раздваивается на два потока, текущих в противоположных направлениях. Понятно, что мощность, вырабатываемая в части низкого давления, увеличивается при этом вдвое по сравнению с однопоточной турбиной. На рис. II.66, б показано разделение потока в части низкого давления однокорпусной турбины. На рис. II.66, в дана схема турбины с двухъярусной предпоследней ступенью (эта ступень предложена английским инженером Бауманом). Лопатки ступени разделены по высоте на две части — два яруса. Через верхний ярус проходит 30—40% пара, который расширяется до давления в конденсаторе и поступает в конденсатор, минуя последнюю ступень. Через нижний ярус проходит остальная масса пара, идущая затем через последнюю ступень в конденсатор.

Если в уравнении (а) заменить $d = \frac{60u}{\pi n}$, то оно может быть написано в виде

$$M = \frac{60^2 u^2 c_2}{\pi n^2 v_2} \frac{d}{l}.$$

Отсюда ясно, что при прочих неизменных условиях увеличения массового расхода, а следовательно, и мощности турбины можно достигнуть уменьшением числа оборотов вала турбины. Однако масса и стоимость тихоходных турбин (обычно 1500 об/мин) больше, чем быстроходных (3000 об/мин),

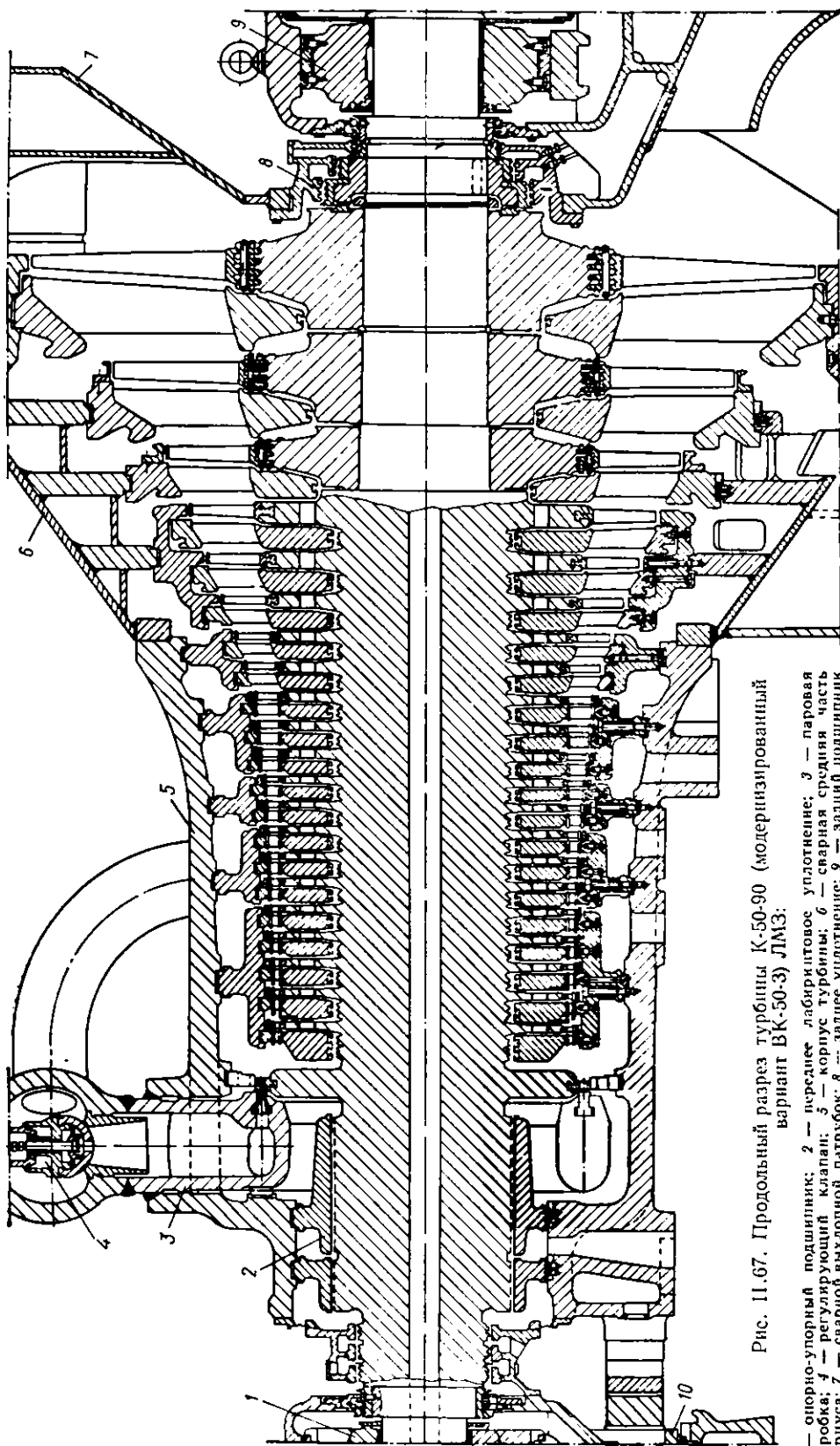


Рис. 11.67. Продольный разрез турбины К-50-90 (модернизированный вариант ВК-50-3) ЛМЗ:

1 — опорно-упорный подшипник; 2 — переднее лабиринтовое уплотнение; 3 — паровая коробка; 4 — регулирующий клапан; 5 — корпус турбины; 6 — сварная средняя часть корпуса; 7 — сварной выходной патрубок; 8 — заднее уплотнение; 9 — задний подшипник турбины; 10 — картер переднего подшипника

поэтому у подавляющего большинства отечественных турбин, связанных с генератором электрического тока, частота вращения вала равна 3000 об/мин. Турбины большой мощности могут выполняться двухвальными. В этом случае турбина низкого давления соединяется с самостоятельным генератором электрического тока, имеющим иногда 1500 об/мин.

В качестве примера однопоточной турбины большой мощности на рис. 11.67 приведен продольный разрез турбины К-50-90 ЛМЗ, представляющей собой современный, модернизированный вариант турбины ВК-50-3. Мощность турбины 50 000 кВт при 3000 об/мин. Абсолютное давление свежего пара 88,2 бар (90 кгс/см²), температура 535° С. Давление отработавшего пара 0,034 бар (0,035 кгс/см²). Пар через четыре регулирующих клапана поступает к четырем сопловым сегментам первой ступени, расположенным по четырем секторам круга (см. рис. 11.39). Пройдя сопла, пар поступает на одновечный диск регулирующей ступени и, отработав на нем, проходит затем двадцать одну активную ступень давления и удаляется в конденсатор. Диски последних трех ступеней давления насажены на вал, а остальных ступеней — откованы заодно с валом. Средний диаметр последней ступени 2000 мм при высоте рабочей лопатки 665 мм. Диафрагмы собраны группами в обоймы, вставленные в корпус. Между корпусом и диафрагмами образуются камеры, из которых производятся нерегулируемые отборы пара на регенеративный подогрев питательной воды. Турбина имеет восемь нерегулируемых отборов с подогревом питательной воды до 216° С. Турбина однокорпусная. Часть высокого давления корпуса выполнена литой из хромо-молибденовой стали, часть низкого давления изготовлена сварной из листовой стали. Передний подшипник комбинированный опорно-упорный. Уплотнения лабиринтовые, елочного типа.

Мощные конденсационные турбины на сверхкритические параметры пара марки К-300-240, построенные ЛМЗ и ХТГЗ, введены в эксплуатацию на электрических станциях Советского Союза. Мощность турбин 300 тыс. кВт, начальное абсолютное давление пара 23,5 МПа (240 кгс/см²), начальная температура 560° С, промежуточный перегрев до 565° С при давлении 3,9 МПа (40 кгс/см²). Давление в конденсаторе 3,4 кПа (0,035 кгс/см²). Выпущены первые турбины мощностью 800 МВт (ЛМЗ) и 500 МВт (ХТГЗ) на указанные выше сверхкритические параметры пара.

§ 37. Теплофикационные турбины

Типы теплофикационных турбин. Паровые турбины, установленные на теплофикационных станциях и служащие для комбинированного снабжения потребителей электрической энергии и теплом, называются **теп л о ф и к а ц и о н н ы м и**.

Если весь пар после работы в турбине, имея требуемое давление, идет на снабжение потребителя, то такая теплофикационная турбина представляет собой **турбину с противодавлением**.

Если же часть пара после его частичной работы в турбине отбирается и направляется к потребителю, а неотобранный пар продолжает работать в турбине и поступает затем в конденсатор, то такая теплофикационная турбина представляет собой **конденсационную турбину с регулируемым отбором пара**.

Отбор является регулируемым потому, что давление в месте отбора автоматически поддерживается почти постоянным при всех количествах отбираемого пара. Отбор пара низкого давления для отопительно-бытовых нужд называется теплофикационным, а отбор пара более высокого давления для производственных нужд — производственным.

Регулируемых отборов делается два, если требуется пар двух давлений. В этих случаях применяются также турбины с регулируемым отбором и с противодавлением. В таких турбинах пар необходимого давления отби-

рается из соответствующей ступени к потребителю, а остальная часть пара после дальнейшей работы в остальных ступенях также поступает к потребителю.

Кроме регулируемых имеются и нерегулируемые отборы пара для подогрева питательной воды, а иногда для производственно-отопительных нужд. В этом случае давление отбираемого пара изменяется вместе с изменением нагрузки турбины. Конструкции почти всех современных турбин допускают возможность нерегулируемых отборов пара.

К теплофикационным относятся турбины с ухудшенным в а к у у м о м. В конденсаторы этих турбин подается уменьшенное количество охлаждающей воды, которая нагревается поэтому до достаточно высокой температуры и идет к потребителю горячей воды. От потребителей она возвращается, как правило, снова на охлаждение конденсатора и поступает обратно к потребителям. Вследствие уменьшенного количества охлаждающей воды давление в конденсаторе повышенное (ухудшенный вакуум). Конструктивно эти турбины не отличаются от турбин с противодавлением.

Турбины с противодавлением. Если бы в каждый момент времени количество электрической энергии и пара, необходимых потребителю, точно соответствовало количеству вырабатываемой энергии и пара, отдаваемых потребителям турбиной с противодавлением, то установка работала бы в весьма благоприятных условиях и имела высокий к. п. д. В действительности такого соответствия может не быть. Поэтому турбины с противодавлением устанавливаются совместно с конденсационными турбинами и работают параллельно на общую электрическую сеть. При этом турбины с противодавлением удовлетворяют нуждам потребителей тепла и вырабатывают такое количество электрической энергии, которое определяется паром, идущим через турбину к потребителю. Полная потребность в электрической энергии удовлетворяется от общей электрической сети.

Описанная работа установки по тепловому графику имеет тот недостаток, что часто не дает возможности использовать турбину с полной нагрузкой. Так, если теплофикационная турбина предназначена для целей отопления, то в летнее время она совершенно не работает, а в разное время осенне-зимнего периода работает с переменной нагрузкой. Работа же с переменной и неполной нагрузкой уменьшает к. п. д. турбины.

Из изложенного ясно, что турбины с противодавлением наиболее целесообразны в тех случаях, когда тепловая нагрузка турбины не прерывается и держится все время на достаточно высоком уровне.

Турбина с противодавлением по конструкции представляет собой обычную конденсационную турбину, у которой отсутствуют ступени низкого давления, так как давление отработавшего пара у турбин с противодавлением больше атмосферного. В простейшем случае она представляет собой одноступенчатую активную турбину, чаще всего с двухвечным диском Кертиса.

К паровым турбинам с противодавлением следует отнести и предвключенные турбины. В эти турбины поступает пар высокого давления и, отработав, уходит для дальнейшей работы в турбинах умеренного, среднего давления. Предвключенные паровые турбины применяются при переоборудовании электрических станций умеренного давления в станции высокого давления. При этом существующие на станции паровые котлы умеренного давления заменяются котлами высокого давления, а к существующим турбинам добавляется предвключенная турбина высокого давления. Тогда пар из котлов поступает в предназначенную турбину и после работы в ней отработывает в старых турбинах станции. Переход на высокие начальные параметры пара осуществляется в основном путем постройки новых станций.

Конденсационные турбины с регулируемым отбором пара. Эти турбины могут работать без отбора и с отбором вплоть до почти всего количества проходящего пара. При отсутствии отбора турбины работают как чисто конденсационные. При максимальном отборе некоторая часть пара проходит

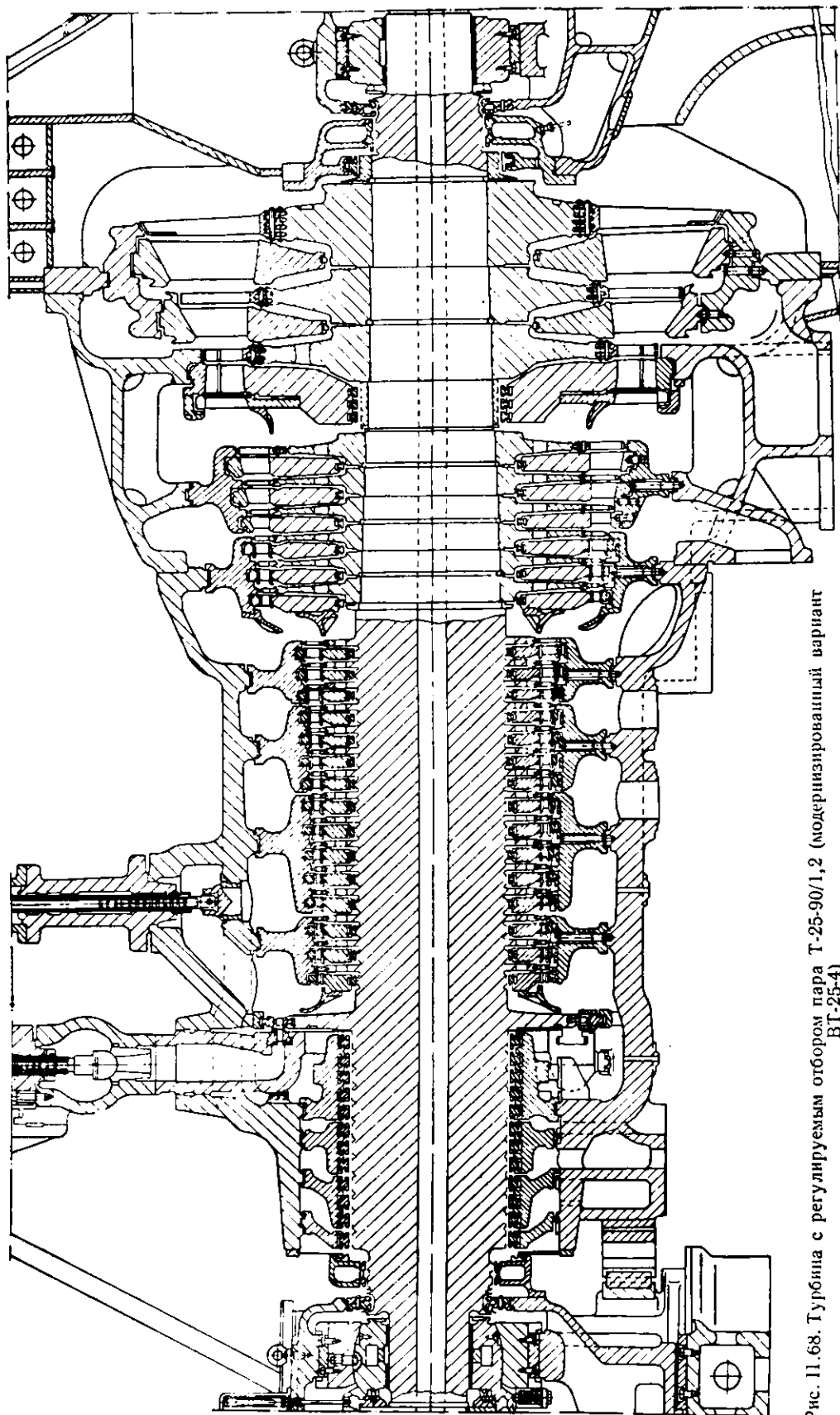


Рис. 11.68. Турбина с регулируемым отбором пара Т-25-90/1,2 (модернизированный вариант ВТ-25-4)

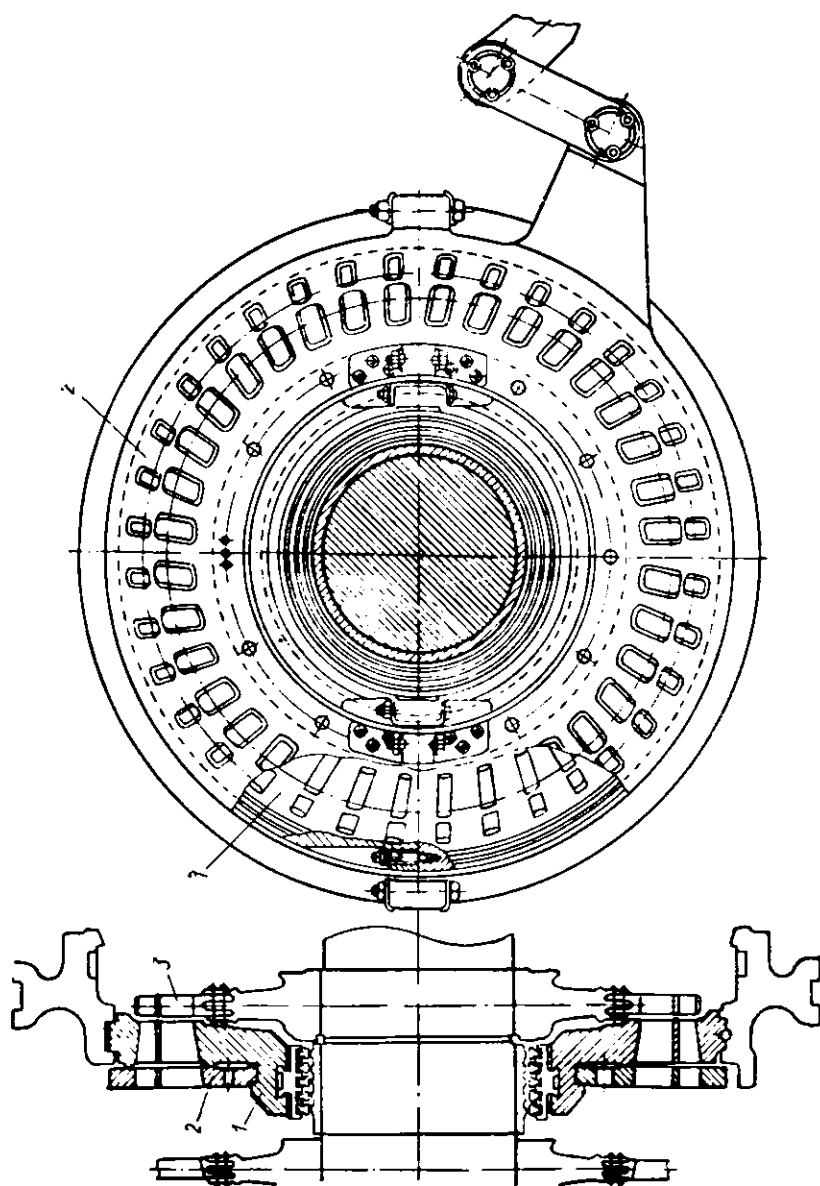


Рис. 11.69. Поворотная диафрагма

в конденсатор через часть низкого давления турбины, чтобы отвести теплоту трения из этой части.

Основным типом этих турбин является турбина с одним регулируемым отбором пара. На рис. II.68 дан продольный разрез турбины Уральского турбомоторного завода марки Т-25-90/1,2, представляющей собой модернизированный вариант турбины ВТ-25-4 ЛМЗ. Турбина рассчитана на начальные параметры пара 88,2 бар (90 кгс/см²) и 535° С и на отбор пара для отопительных нужд с абсолютным давлением 1,18—2,35 бар (1,2—2,5 кгс/см²) в количестве до 25 кг/с (90 т/ч). Мощность турбины 25 тыс кВт при 3000 об/мин. Нерегулируемые отборы пара для регенеративного подогрева воды — пять. Турбина состоит из одновенечной регулирующей ступени и последующих 21 активных ступеней давления в части высокого давления (ч. в. д.); в части

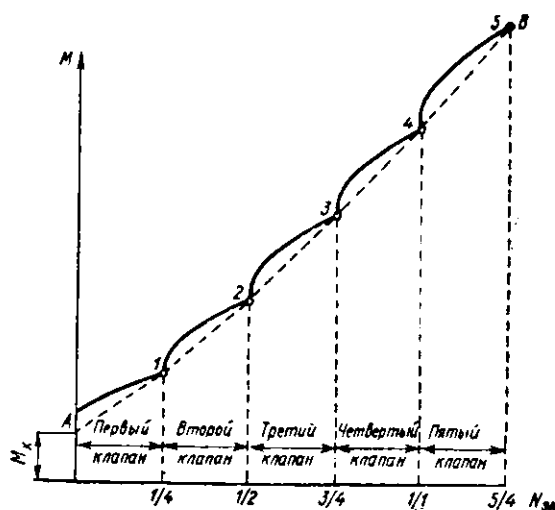


Рис. II.70. Диаграмма режимов конденсационных турбин и турбин с противодавлением

низкого давления (ч. н. д.) три активные ступени давления. Регулируемый отбор пара производится после 21-й ступени. Одновенечный диск регулирующей ступени и пятнадцать последующих дисков откованы за одно целое с валом. Остальные диски насадные. Диафрагмы группами собраны в обоймы, вставленные в корпус. Уплотнения лабиринтовые, елочного типа. Подвод пара к регулирующей ступени осуществляется через четыре регулирующих клапана. Одновременно с открытием четвертого клапана открывается пятый клапан, который перепускает пар из камеры регулирующей ступени за четвертую ступень.

Для изменения количества пара, перепускаемого из ч. в. д. в ч. н. д. с целью регулирования мощности, применена поворотная диафрагма. В основной диафрагме 1, против которой установлена поворотная диафрагма 2 (рис. II.69 и II.68), имеется два ряда сопел, а в поворотной диафрагме — два ряда окон. При повороте диафрагмы окна открывают доступ пара сначала к первому ряду сопел, а затем уже и ко второму, верхнему ряду сопел. За основной диафрагмой расположен рабочий диск, на котором закреплены двухъярусные рабочие лопатки 3. На каждый ярус поступает пар из сопел, расположенных против соответствующего яруса лопаток. Таким образом, поворачивая диафрагму, можно изменить количество пара, поступающего в ч. н. д. турбины. Поворот диафрагмы происходит автоматически под действием системы регулирования турбины.

Теплофикационные установки с отбором пара, так же как и установки с противодавлением, снабжаются обычно обводной линией, по которой к потребителям поступает свежий редуцированный пар в тех случаях, когда турбины не работают или по необходимости работают в чисто конденсационном режиме.

§ 38. Диаграммы режимов паровых турбин

Турбина рассчитывается на работу при экономической нагрузке, при которой эффективный и относительный эффективный к. п. д. достигают максимального значения. При нагрузках больше или меньше экономической к. п. д. уменьшаются. Механический к. п. д.

$$\eta_{\text{м}} = \frac{N_t - N_{\text{ж}}}{N_t}$$

уменьшается с уменьшением нагрузки, так как мощность N_m , затрачиваемая на механические потери в стационарных турбинах, почти не зависит от нагрузки. При холостом ходе вся вырабатываемая турбиной мощность идет на преодоление механических сопротивлений ($N_i = N_m$) и $\eta_m = 0$.

Соответственно изменению механического, эффективного и относительного эффективного к. п. д. меняются внутренний и относительный внутренних к. п. д. и расходы пара. Изменение секундного расхода пара с изменением нагрузки от экономической и до весьма малых значений для конденсационных турбин и турбин с противодавлением можно выразить приблизительно следующим линейным уравнением:

$$M = X d_{эж} N_{эж} + (1 - X) d_{эж} N. \quad (II.82)$$

Здесь M — секундный массовый расход пара; $d_{эж}$ — удельный расход пара при экономической нагрузке; $N_{эж}$ — экономическая мощность турбины; N — нагрузка турбины; X — коэффициент условного расхода холостого хода. Если считать, что линейная зависимость расхода от нагрузки сохраняется вплоть до холостого хода, и обозначить расход пара при холостом ходе при этом условии (условный расход холостого хода) через M_x (рис. II.70), то

$$X = M_x / M_{эж},$$

где $M_{эж}$ — расход пара в турбине при экономической мощности. Величина X зависит от рода и назначения турбины, от отношения давлений отработавшего и свежего пара, от мощности турбины, от способа регулирования и некоторых других факторов. Обычно у конденсационных турбин $X = 0,05 \div \div 0,1$; у турбин с противодавлением $X = 0,1 \div 0,3$.

Как было указано, у современных крупных турбин экономическая мощность $N_{эж}$ близка к номинальной N_n , поэтому в уравнении (II.82) можно вместо $N_{эж}$ писать N_n . В старой системе единиц рассматривается весовой расход пара D в кгс/ч, тогда в уравнении следует вместо M писать D , а $d_{эж}$ брать в кгс/(кВт·ч).

График зависимости расхода пара от нагрузки представляет собой диаграмму режимов. На рис. II.70 представлена диаграмма режимов конденсационных турбин и турбин с противодавлением. Линия AB относится к идеальному сопловому регулированию, т. е. регулированию с бесконечно большим числом регулирующих клапанов, открывающихся сразу полностью. В действительности число регулирующих клапанов сравнительно невелико (обычно три—восемь) и только при определенных нагрузках соответствующие клапаны открыты полностью.

При всех промежуточных значениях нагрузки в открывающемся клапане происходит дросселирование, вследствие чего уменьшается к. п. д. турбины и растет расход пара. Поэтому кривая действительного расхода пара при пяти регулирующих клапанах имеет вид, изображенный на рис. II.70. В точке 1 первый регулирующий клапан открыт полностью, дросселирование в нем отсутствует и расход пара ложится на линию AB идеального регулирования. Вследствие дальнейшего роста нагрузки начинает открываться второй клапан, в котором пар дросселируется, и расход пара резко растет. По мере дальнейшего открытия этого клапана дросселирование в нем уменьшается, и при полностью открытом клапане точка 2 ложится на линию AB . То же происходит при открывании остальных клапанов.

Конденсационную турбину с одним регулируемым отбором пара можно рассматривать как состоящую из двух частей: части, в которой пар расширяется от начального состояния до давления в камере отбора; части, в которой пар расширяется от состояния в камере отбора до давления в конденсаторе. Тогда для этой турбины можно получить следующую зависимость между расходом пара и нагрузкой N :

$$M = X d_{эж} N_n + (1 - X) d_{эж} N + \frac{i_{отб} - i_2'}{i_0 - i_2'} M_{отб}. \quad (II.83)$$

Здесь $i_{отб}$ — энтальпия пара в месте отбора; i_2 — энтальпия конденсата; i_0 — энтальпия свежего пара, поступающего в турбину; $X = 0,03 \div 0,30$ — коэффициент условного расхода холостого хода без отбора пара; $M_{отб}$ — количество отбираемого пара в кг/с; $d_{эж}$ — удельный расход пара при экономической нагрузке без отбора.

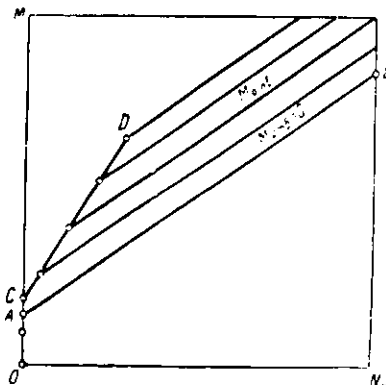


Рис. II.71. Диаграмма режимов турбины с одним отбором пара

турбина с противодавлением и расход изображается приблизительно прямой линией CD . Если турбина работает без отбора, т. е. как конденсационная, линия расхода приблизительно изображается прямой AB . При наличии отборов расход пара через турбину увеличивается на величину, почти не зависящую от нагрузки, поэтому линии отборов параллельны линии AB .

Сумма первых двух членов в правой части этого уравнения представляет собой расход пара на турбину при отсутствии отбора (т. е. при работе в чисто конденсационном режиме) в зависимости от ее электрической мощности (нагрузки); последний член представляет собой дополнительное количество свежего пара, подводимого к турбине для обеспечения $M_{отб}$ при электрической мощности турбины, равной мощности без отбора.

Построенная в соответствии с уравнением (II.83) диаграмма режимов турбины с одним отбором пара приведена на рис. II.71. Если весь пар, идущий через ч. в. д., отбирается (за исключением небольшого количества, которое должно поступить в ч. н. д. для отвода теплоты трения), турбина работает почти как

§ 39. Основные характеристики некоторых типов турбин, выпущенных в СССР

В табл. II.1 приведены основные характеристики некоторых типов турбин. В новых обозначениях турбин, приведенных по ГОСТ 3618—69, первая буква обозначает тип турбины, первое число — мощность турбины в МВт, второе число — начальное давление пара в кгс/см². Для конденсационных турбин с регулируемым производственным отбором пара и турбин с противодавлением дается третье число (через косую черту), показывающее давление пара в отборе или противодавление при номинальной нагрузке. Для турбин с регулируемым отбором пара и противодавлением третье число обозначает давление в отборе, а четвертое — противодавление. Для обозначения типа турбины приняты следующие буквы: К — конденсационная; Т — конденсационная с регулируемым теплофикационным отбором пара; П — конденсационная с регулируемым производственным отбором пара; ПТ — конденсационная с двумя регулируемыми отборами пара — производственным и теплофикационным; Р — турбина с противодавлением; ПР — турбина с производственным отбором пара и противодавлением.

Наряду с новыми обозначениями турбин применяют и старые обозначения, которые также приведены в таблице. Первая буква или две обозначают начальное давление пара, а именно: М — низкое давление; А — среднее давление; В — высокое давление; ПВ и СВ — сверхвысокое давление; СК — сверхкритическое давление. Следующая буква или две обозначают тип турбины, они приняты такими же, что и в предыдущем обозначении, а именно: К, Т, П, ПТ, Р, ПР. Первое число обозначает мощность турбины в МВт, второе — номер варианта конструкции.

Пример обозначения: ПТ-25-90/10 — турбина мощностью 25 МВт на начальное абсолютное давление пара 90 кгс/см² с двумя отборами пара — производственным с давлением 10 кгс/см² и теплофикационным. Старое обозначение этой турбины ВПТ-25-4.

Т а б л и ц а П.1.1. Основные характеристики некоторых типов паровых турбин

Обозначение (марка) турбины		Завод-изготовитель	Мощность турбины кВт	Частота вращения об/мин	Начальное абсолютное давление пара		Начальная температура °С	Давление регулируемого отбора или противодавления	
новое	старое				МПа	кгс/см²		МПа	кгс/см²
—	АК-50-2	ЛМЗ	50	3000	2,84	29,0	400	—	—
—	АК-100-1	ХПЗ	100	1500	2,84	29,0	400	—	—
К-50-90	ВК-50-1	ЛМЗ	50	3000	8,82	90,0	500	—	—
К-50-90	ВК-50-3	ЛМЗ	50	3000	8,82	90,0	535	—	—
К-100-90	ВК-100-5	ЛМЗ	100	3000	8,82	90,0	500	—	—
К-100-90	ВК-100-6	ЛМЗ	100	3000	8,82	90,0	535	—	—
—	СВК-150-1	ЛМЗ	150	3000	16,78	170,0	500—580	—	—
К-200-130	ПВК-200	ЛМЗ	200	3000	12,74	130,0	565	—	—
К-300-240	—	ЛМЗ; ХПЗ	300	3000	23,52	240,0	560	—	—
П-4-35/5	АП-4	НЗЛ	4	3000	3,43	35,0	435	0,39—0,69	4—7
Т-12-35	АТ-12	ЛКЗ	12	3000	2,84	29,0	400	0,07—0,24	0,7—2,5
Т-25-90	ВТ-25-4	ЛМЗ	25	3000	8,82	90,0	500	0,12—0,24	1,2—2,5
Т-50-130	—	УТМЗ	50	3000	12,74	130,0	565	0,06—0,24	0,6—2,5
Т-100-130	—	УТМЗ	100	3000	12,74	130,0	565	0,05—0,20	0,5—2,0
ПТ-25-90/10	ВПТ-25-4	УТМЗ	25	3000	8,82	90,0	535	0,06—0,24	0,6—2,5
ПТ-50-130/7	ВПТ-50-4	УТМЗ	50	3000	12,74	130,0	565	0,05—0,2	0,5—2,0
Р-12-90/18	ВР-12-18	ЛМЗ	12	3000	8,82	90,0	535	0,78—1,27	8,0—13,0
Р-50-130/13	—	ЛМЗ	50	3000	12,74	130,0	565	0,12—0,24	1,2—2,5
—	СКР-100	ХПЗ	100	3000	29,40	300,0	650	0,49—0,88	5,0—9,0
ПР-25-90/10,0	—	УТМЗ	25	3000	8,82	90,0	535	0,06—0,24	0,6—2,5
—	МК-6-2	ЛМЗ	6	3000	0,18	1,8	150	0,05—0,20	0,5—2,0
								1,47—2,06	15,0—21,0
								0,98—1,76	10,0—18,0
								2,84—3,23	29,0—33,0
								0,78—1,27	8,0—13,0
								—	—

§ 40. Классификация и область применения паровых турбин

Паровые турбины строятся стационарными, устанавливаемыми на тепловых электрических станциях и реже в заводских установках, и транспортными, главным образом в качестве судовых турбин. Стационарные турбины можно классифицировать следующим образом.

1. По давлению свежего пара — турбины низкого, среднего, высокого, сверхвысокого и сверхкритического давления. Низкое абсолютное давление пара — 0,12—0,24 МПа (1,2—2,5 кгс/см²); среднее — до 4 МПа (41 кгс/см²); высокое — выше 4,0 МПа, обычно 8,82—11,8 МПа (90—120 кгс/см²); сверхвысокое — выше 11,8 МПа, обычно 12,7—16,7 МПа (130—170 кгс/см²); сверхкритическое — выше 22,115 МПа (225,51 кгс/см²).

2. По способу расширения и действия пара — турбины активные и реактивные.

3. По направлению потока пара — осевые и радиальные турбины.

4. По числу корпусов, цилиндров — однокорпусные и многокорпусные турбины.

5. По частоте вращения вала — турбины на 1500, 3000 об/мин и больше.

6. По характеру теплового процесса — конденсационные турбины, конденсационные турбины с регулируемым отбором пара, турбины с противодавлением. Последние два типа турбин являются теплофикационными. К ним относятся и турбины с ухудшенным вакуумом.

Паротурбинные установки и паровые турбины — как элементы этих установок — имеют следующие важные достоинства: возможность получения больших мощностей в одном агрегате; высокий к. п. д.; возможность применения любых сортов топлив, особенно низкосортных и местных; возможность применения глубоких вакуумов в конденсаторах; возможность частичного использования отработавшей энергии в виде пара или горячей воды. В то же время паровые турбины имеют существенные недостатки: продолжительный пуск; высокая чувствительность к качеству пара; малая способность к перегрузкам.

Учитывая изложенное, паровые турбины применяют в теплосиловых установках большой и средней мощности, а также и малой мощности в случае работы с противодавлением.

ГЛАВА 12

ГАЗОТУРБИННЫЕ И ПАРОГАЗОВЫЕ УСТАНОВКИ. МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

§ 41. Газотурбинные установки разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении

Схематический чертеж установки представлен на рис. II.72, а принципиальная ее схема — на рис. II.73 (см. также стр. 112). В осевой компрессор 1 поступает атмосферный воздух, который сжимается и подается в камеру сгорания 5. Топливо для рассматриваемой установки, как и для всех установок с разомкнутым процессом, — жидкое или газообразное. Жидкое топливо подается в камеру сгорания топливным насосом, газообразное — газовым компрессором. На рис. II.72 и II.73 топливный насос 3 нагнетает топливо в камеру сгорания через форсунку 4. В результате сгорания топлива при постоянном давлении образуются газы, которые перемешиваются с воздухом, подаваемым компрессором. Смесь газов с воздухом поступает в газовую турбину 7. Отработавшие газы удаляются в атмосферу. Газовая турбина и компрессор имеют общий вал. Поэтому часть мощности, развиваемой турбиной, затрачивается на привод компрессора, а остальная часть передается

генератору электрического тока 2. Пуск установки может производиться паровой турбиной, двигателем внутреннего сгорания или, как показано на рис. 11.72, электродвигателем 6.

Термический к. п. д. идеального цикла этой установки непрерывно возрастает с увеличением степени повышения давления β . Внутренний к. п. д.

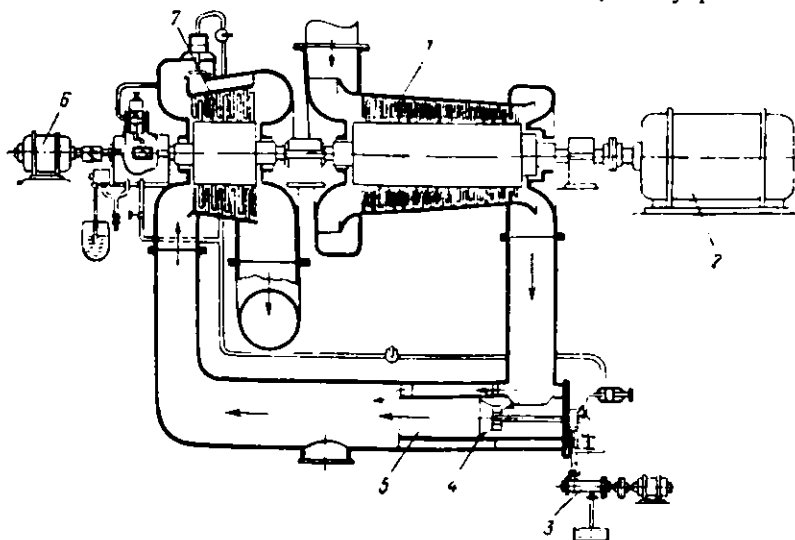


Рис. 11.72. Схематический чертеж газотурбинной установки разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении

η_i действительной установки увеличивается с ростом β только до некоторого значения. Дальнейшее увеличение β ведет к уменьшению η_i . Как видно из рис. 11.74, степень повышения давления, отвечающая максимуму η_i , за-

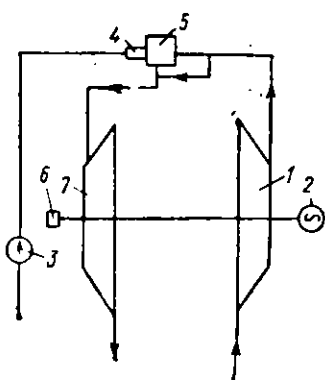


Рис. 11.73. Принципиальная схема газотурбинной установки разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении

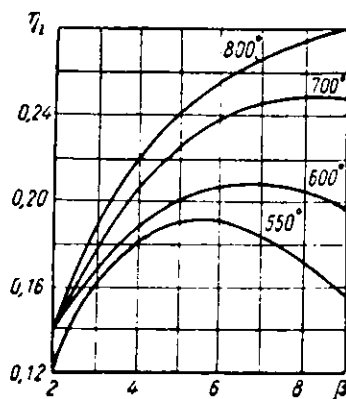


Рис. 11.74. Зависимость к. п. д. газотурбинной установки от степени повышения давления и начальной температуры газа

висит от начальной температуры газа и растет с повышением этой температуры. При выборе оптимального значения β для заданной начальной температуры стремятся не только к высокому к. п. д., но и к минимальному расходу газа на единицу вырабатываемой мощности. Чем меньше этот расход, тем меньше размеры турбины и компрессора, а следовательно, размеры всей установки. Значение β , отвечающее максимуму η_i , не совпадает со значением β , отвечающим минимуму расхода газа. Оптимальные значения $\beta = 3-6$, в некоторых случаях 10—12.

Повышение температуры газа, поступающего в турбину, является весьма эффективным средством повышения к. п. д. газотурбинных установок, что хорошо видно на рис. II.74. Применение высокой начальной температуры газа при условии длительной работы газотурбинной установки ограничивается качеством используемых материалов.

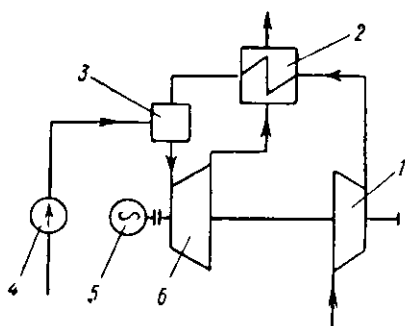


Рис. II.75. Принципиальная схема газотурбинной установки разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении и регенерацией тепла:

1 — компрессор; 2 — регенератор; 3 — камера сгорания; 4 — топливный насос; 5 — генератор электрического тока; 6 — газовая турбина

С целью максимального повышения начальной температуры используются высокопрочные материалы и, кроме того, производится охлаждение основных элементов газовой турбины. При этих условиях в современных стационарных газотурбинных установках начальная температура составляет $700\text{--}900^\circ\text{C}$.

Эффективность газотурбинной установки возрастает с понижением температуры воздуха, засасываемого в компрессор. Понижение этой температуры приводит к увеличению полезной мощности газотурбинной установки и, следовательно, к повышению ее к. п. д.

Чем совершеннее газовая турбина и компрессор, тем эффективнее газотурбинная установка, так как более совершенная турбина вырабатывает большую мощность,

а более совершенный компрессор поглощает меньшую мощность и в результате увеличивается полезная мощность и к. п. д. газотурбинной установки. При этом следует отметить, что влияние турбины на к. п. д. газотурбинной установки больше, чем влияние компрессора.

Рассмотренная выше простая газотурбинная установка обладает невысоким к. п. д.; для его повышения в схему установки включается регенератор, как указано на стр. 114. Принципиальная упрощенная схема газотурбинной установки с регенерацией тепла дана на рис. II. 75.

Основные элементы схемы те же, что и в предыдущей схеме, добавлен только регенератор 2, в котором воздух, идущий от компрессора в камеру сгорания, подогревается отработавшими газами, удаляющимися из турбины в атмосферу.

Внутренний к. п. д. рассматриваемой установки η_i растет с увеличением степени регенерации σ и степени повышения давления β , что хорошо видно на рис. II.76. Кривые построены для начальной температуры газа 600°C и температуры воздуха, поступающего в компрессор, 17°C . Из рисунка видно, что, например, при $\sigma = 0,75$ максимальное значение к. п. д. газотурбинной установки

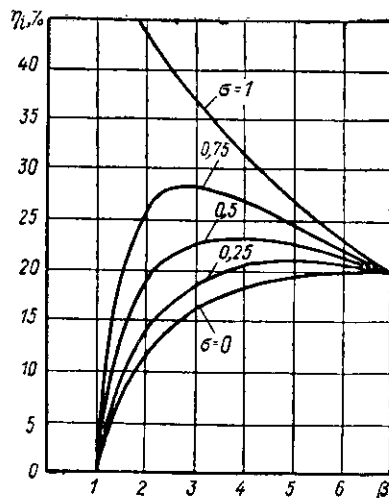


Рис. II.76. Зависимость к. п. д. газотурбинной установки разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении от степени повышения давления β при различных степенях регенерации σ

составляет приблизительно 28% (при $\beta = 3$), в то время как у простой газотурбинной установки он равен 20% (при $\beta = 6$). Однако для получения больших σ требуются регенераторы с большими поверхностями. Кроме того, включение регенератора в схему вызывает дополнительные гидравлические сопротивления. Все это несколько снижает экономичность установки, поэтому увеличение поверхности регенератора, т. е. увеличение σ , произ-

водится до определенного предела, зависящего от выполнения всей установки и определяемого окончательно технико-экономическим расчетом. Для установок с разомкнутым процессом обычно $\sigma = 0,7 \div 0,8$.

§ 42. Газотурбинные установки разомкнутого процесса со ступенчатым сжатием и ступенчатым сгоранием при постоянном давлении

Повышение к. п. д. газотурбинных установок со сгоранием при постоянном давлении может быть достигнуто также ступенчатым сжатием воздуха в последовательно работающих компрессорах с охлаждением его в воздухоохладителях между компрессорами. Увеличение к. п. д. объясняется уменьшением работы, затрачиваемой на компрессор (см. стр. 105), а следовательно, увеличением полезной работы. Если число компрессоров и соответственно промежуточных охладителей представить бесконечно большим, то процесс сжатия будет изотермическим (рис. II.77).

Расширение газа также может быть ступенчатым в последовательно установленных турбинах с камерами сгорания постоянного давления между ними. При бесконечно большом числе ступеней расширения процесс подвода тепла к рабочему телу будет изотермическим (рис. II.77). Такой подвод тепла совместно с изотермическим сжатием позволяет теоретически применить идеальную регенерацию с $\sigma = 1$. Термический к. п. д. идеального цикла с изотермическими процессами подвода тепла и сжатия при идеальной регенерации (рис. II.77) равен термическому к. п. д. цикла Карно, т. е. имеет максимальное значение между заданными температурами. На самом деле увеличение числа ступеней сверх двух-трех приводит к сравнительно медленному росту к. п. д., но к значительному удорожанию и усложнению установки. Поэтому чаще всего применяется не больше двух ступеней расширения и трех ступеней сжатия.

Принципиальная схема установки с двумя ступенями сжатия и сгорания дана на рис. II.78. Воздух, засасываемый компрессором низкого давления 1, после сжатия, пройдя промежуточный теплообменник 2, охлажденный водой, поступает в компрессор высокого давления 3. Отсюда сжатый воздух поступает через регенератор 4 в камеру сгорания высокого давления 5. Газы, образующиеся в результате сгорания при постоянном давлении топлива, подаваемого топливным насосом или газовым компрессором 10, поступают из камеры сгорания в газовую турбину высокого давления 6. Отрабатывая в этой турбине,

газы поступают в камеру сгорания низкого давления 8, куда топливо подается тем же топливным насосом или газовым компрессором. Отрабатывая в турбине высокого давления, газы содержат значительное количество воздуха, так как поступающие в эту турбину газы имеют большой избыток воздуха, специально поданного компрессором высокого давления, поэтому топливо,

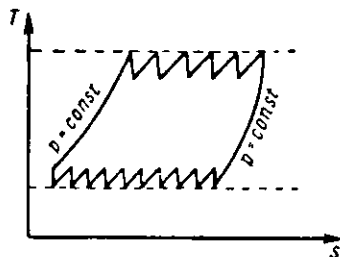


Рис. II.77. Идеальный цикл газотурбинной установки со ступенчатым сжатием и ступенчатым сгоранием при постоянном давлении

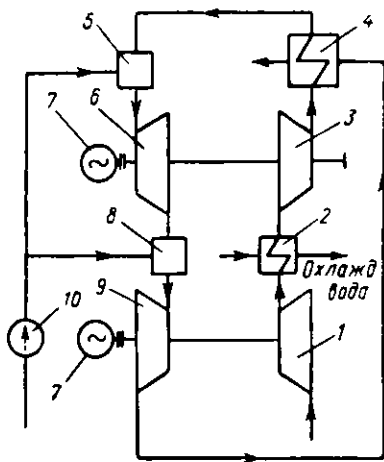


Рис. II.78. Принципиальная схема газотурбинной установки разомкнутого процесса с двумя ступенями сгорания и сжатия и регенерацией тепла

газы поступают в камеру сгорания низкого давления 8, куда топливо подается тем же топливным насосом или газовым компрессором. Отрабатывая в турбине высокого давления, газы содержат значительное количество воздуха, так как поступающие в эту турбину газы имеют большой избыток воздуха, специально поданного компрессором высокого давления, поэтому топливо,

поступившее в камеру сгорания низкого давления, сгорает. Из этой камеры сгорания газы поступают в газовую турбину низкого давления 9 и, отработав в ней, удаляются через регенератор в атмосферу. Турбина высокого давления приводит в движение компрессор высокого давления, а турбина низкого давления — компрессор низкого давления. Избыточная мощность передается электрическому генератору, вал которого соединен с валом турбины высокого давления. Пуск установки производится пусковым двигателем 7. Поскольку рассматриваемая установка имеет два вала, она называется *д в у х а л ь н о й*.

§ 43. Газотурбинные установки замкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении

Рабочим телом, практически применяющимся в газотурбинных установках замкнутого процесса, является воздух, но могут быть применены и другие газы, например аргон, гелий. Принципиальная схема установки дана на рис. 11.79. В нагревателе 1 сжигается топливо. Газы, образующиеся при этом,

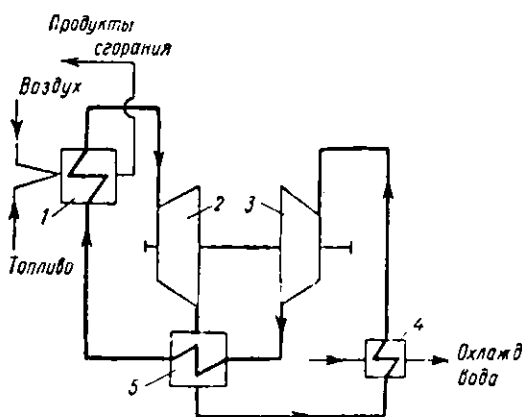


Рис. 11.79. Принципиальная схема газотурбинной установки замкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении

нагревают рабочее тело — воздух, движущийся по трубкам нагревателя. В топке нагревателя сгорание происходит так же, как в топке парового котла, но нагреву подвергается воздух или другой газ. По этой причине нагреватель называют часто воздушным или газовым котлом. Воздух, имеющий высокое давление, нагревается в нагревателе до необходимой начальной температуры и поступает в воздушную (газовую) турбину 2. Отработав в турбине, он направляется к компрессору 3, проходя регенератор 5, в котором охлаждается, подогревая воздух, идущий от компрессора в нагреватель. После охлаждения в регенераторе воздух охлаждается водой в воздухоохладителе 4 и поступает в компрессор. Таким образом, рабочее тело совершает в этой установке замкнутый процесс.

Важным достоинством установок замкнутого процесса является то, что через турбину и компрессор проходит чистый воздух или другой чистый газ, что позволяет сжигать в нагревателе твердое топливо. Кроме того, давление воздуха при выходе из турбины и при входе в компрессор может быть выше атмосферного, так как для достижения определенного к. п. д. надо иметь лишь определенную степень повышения давления. Это уменьшает габариты всех агрегатов и трубопроводов и позволяет увеличить предельную мощность турбины.

Существенный недостаток этих установок заключается в необходимости иметь теплообменные аппараты с черзвычайно развитыми поверхностями теплообмена, делающими установку громоздкой.

§ 44. Основные элементы и пример выполнения газотурбинных установок

Основные элементы газотурбинных установок будут рассматриваться параллельно с элементами газотурбинной установки ГТ-25-700 ЛМЗ. Это установка разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении. Схема ее приведена на рис. 11.80, схематический продольный разрез — на

рис. 11.81. Установка одновальная, предназначена для привода генератора электрического тока / мощностью 25 тыс. кВт. Воздух, сжатый в компрессоре низкого давления 2, поступает через воздухоохладитель 3 в компрессор высокого давления 4, а отсюда в камеру сгорания 7. Продукты сгорания топлива (природного газа) поступают в газовую турбину 6 и, отработав в ней, удаляются через регенератор 5 в атмосферу. Степень регенерации 80%. Расчетный к. п. д. установки 28%.

Газовые турбины. Ввиду малых тепловых перепадов и больших удельных объемов газа при применяемых в настоящее время параметрах число ступеней давления турбин невелико, а высота лопаток значительна. Поскольку регулирование мощности производится изменением количества топлива, подаваемого в камеру сгорания, или изменением количества воздуха, подаваемого компрессором, регулирующие клапаны у турбин отсутствуют.

Газовая турбина установки ГТ-25-700 рассчитана на начальную температуру газа 700°C . Турбина имеет семь ступеней давления (рис. 11.81). Частота вращения вала турбины 3000 об/мин. Рабочие лопатки закрученные. Ротор турбины и наружный корпус изготовлены из перлитной стали, а внутренняя газопускная часть корпуса — из тонколистовой аустенитной стали.

Несмотря на изготовление деталей турбин из высококачественных жаростойких сталей или сплавов при работе с высокой начальной температурой газа часто возникает необходимость в их охлаждении. Охлаждение в настоящее время производится преимущественно воздухом. Существуют различные способы охлаждения и среди них следующие: воздух, подаваемый компрессором, проходит через монтажные зазоры хвостового соединения рабочих лопаток с ротором и подмешивается затем к потоку рабочего газа; воздух от компрессора поступает в камеру диска и, охлаждая его с двух сторон, удаляется; воздух поступает в полую лопатку, и охлаждая ее, вытекает через отверстия в лопатке в поток рабочего газа.

В установке ГТ-25-700 ротор охлаждается воздухом, продуваемым через зазоры между хвостами лопаток и ротором; корпус — воздухом, продуваемым между наружной частью и установленным внутри корпуса экраном.

Компрессоры. В газотурбинных установках применяются осевые, центробежные и винтовые компрессоры. В стационарных установках основным типом является осевой компрессор. В газотурбинной установке ГТ-25-700 компрессоры осевые: низкого давления — девятиступенчатый, высокого давления — одиннадцатиступенчатый. Роторы компрессоров соединены подвижной муфтой, а ротор компрессора высокого давления с ротором турбины — гибкой муфтой. Осевое усилие, действующее на ротор компрессора высокого давления, имеет направление, противоположное потоку воздуха, а на ротор турбины — совпадающее с направлением потока газа, т. е. эти осевые усилия частично уравниваются. Неуравновешенное осевое усилие воспринимается упорным подшипником, комбинированным с опорным подшипником. Компрессор низкого давления имеет самостоятельный опорно-упорный подшипник.

Камеры сгорания. Применяемые в газотурбинных установках камеры сгорания отличаются большим разнообразием. Это объясняется стремлением обеспечить наиболее эффективную работу камеры с учетом того, что процесс сгорания в ней происходит под давлением, при значительных скоростях сгорания и движения продуктов сгорания. Все это обуславливает высокое теплонапряжение камеры, достигающее до $3 \cdot 10^4 \text{ кДж}/(\text{м}^3/\text{с})$ [$25 \cdot 10^6 \text{ ккал}/(\text{м}^3 \cdot \text{ч})$] в активной зоне горения.

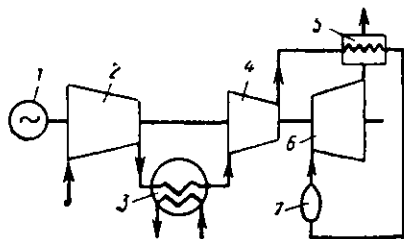


Рис. 11.80. Схема газотурбинной установки ГТ-25-700 ЛМЗ

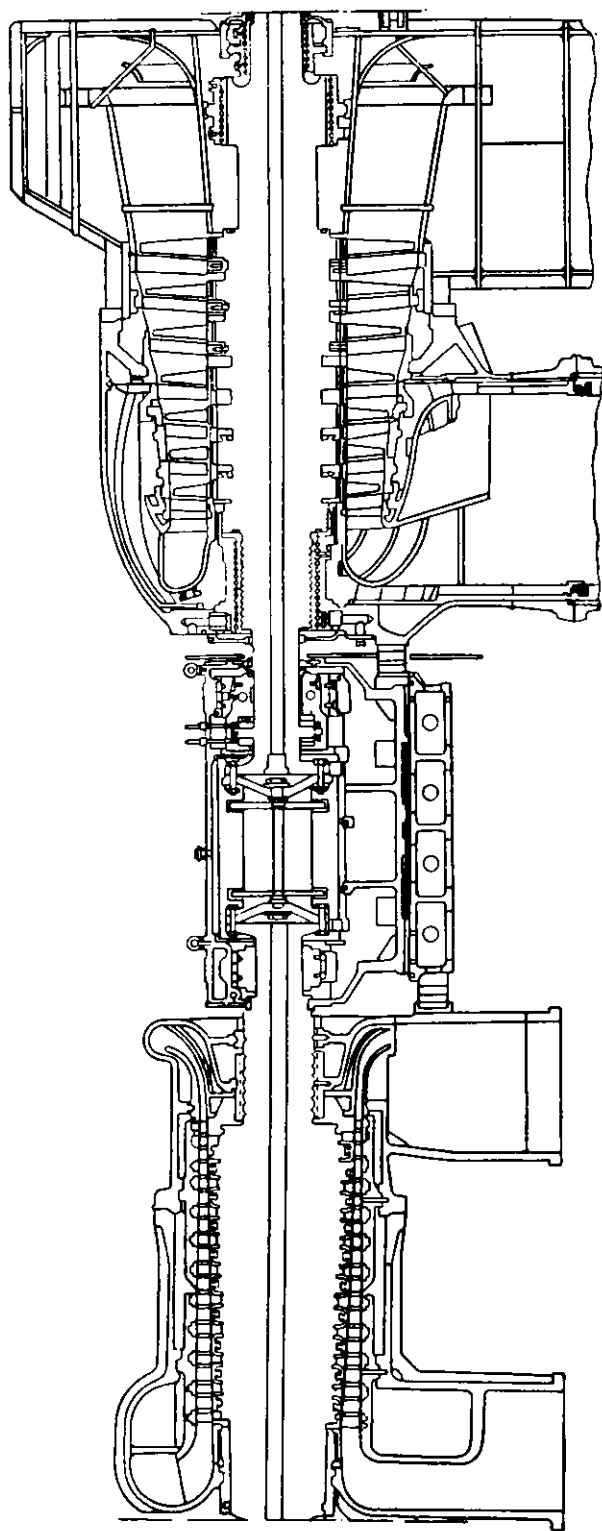


Рис. 11.81. Схематический продольный разрез газотурбинной установки ГТ-25-700 ЛМЗ

Общим для всех камер сгорания постоянного давления является наличие двух зон: активной зоны горения и зоны смешения. В первой происходит горение топлива, во второй — смешение продуктов сгорания с воздухом.

Схема одной из конструкций камер сгорания постоянного давления дана на рис. 11.82. Камера состоит из пламенной трубы 2 и наружного кожуха 1. Пламенная труба выполняется из коротких обечаек, причем так, что каждая следующая обечайка имеет несколько больший диаметр, чем предыдущая.

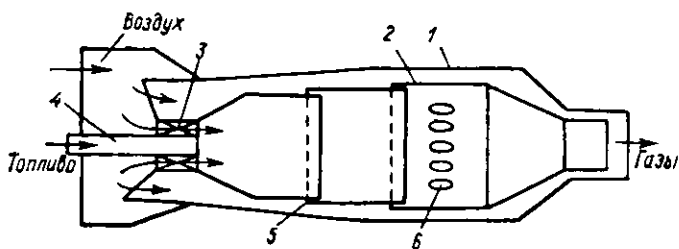


Рис. 11.82. Схема камеры сгорания газотурбинной установки

Поэтому в трубе создаются щели 5. Воздух, подаваемый компрессором в камеру сгорания, делится на две части: первичный, идущий на горение, и вторичный, составляющий большую часть подаваемого воздуха и идущий на охлаждение стенок пламенной трубы. Первичный воздух поступает через завихритель 3 внутрь пламенной трубы, куда при работе камеры на жидком топливе нагнетается топливо через форсунку 4, и происходит горение. Вторичный воздух проходит по кольцевому пространству между кожухом 1 и трубой 2, охлаждая последнюю. Часть вторичного воздуха поступает внутрь пламенной трубы через щели 5, основная же масса поступает через щели 6 в зону смешения, где перемешивается с продуктами сгорания, снижая их температуру. Смесь продуктов сгорания с воздухом, имея заданную температуру, поступает в газовую турбину.

Регенераторы. В газотурбинных установках применяются трубчатые и пластинчатые регенераторы. Схема трубчатого регенератора представлена на рис. 11.83. Воздух движется внутри труб, омываемых с наружной стороны обработавшими в турбине газами.

Области применения газотурбинных установок. Газотурбинные установки имеют следующие важные достоинства:

возможность получения больших мощностей в одном агрегате; небольшая потребность в охлаждающей воде; возможность сжигания менее дефицитных тяжелых жидких топлив с относительно большим содержанием серы; компактность установки и простота обслуживания; быстрый пуск установки; возможность сочетания с теплофикацией. Наряду с этим для получения высоких к. п. д. газотурбинной установки необходимо применять высокие начальные температуры газа, которые в настоящее время ограничиваются главным образом жаростойкостью используемых материалов. Кроме того, для повышения к. п. д. приходится усложнять установку включением теплообменных аппаратов с большими

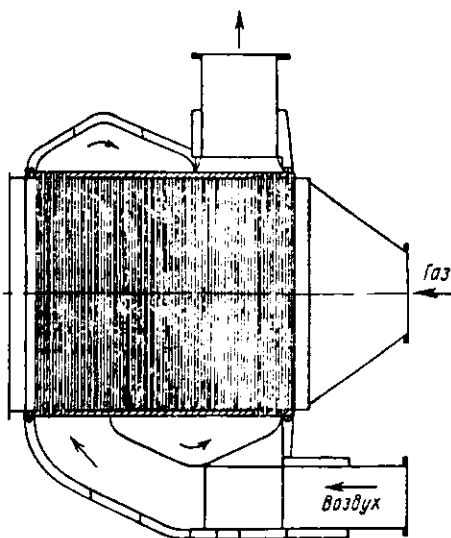


Рис. 11.83. Трубчатый регенератор

поверхностями нагрева и охлаждения. Далее следует отметить, что задача сжигания твердого топлива в газотурбинных установках с разомкнутым процессом пока не решена.

В силу изложенного газотурбинные установки находят применение: на газотурбинных электрических станциях в качестве базовых агрегатов, а чаще в качестве пиковых агрегатов, работающих ограниченное число часов в году; в железнодорожном, водном и автомобильном транспорте; на газоперекачивающих станциях магистральных газопроводов в качестве привода газовых компрессоров или электрических генераторов; в авиации в качестве двигателей.

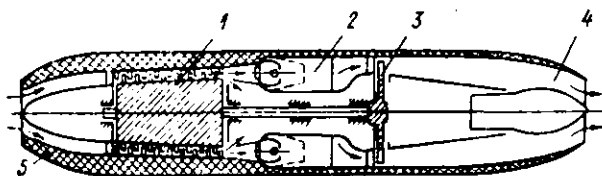


Рис. 11.84. Схема турбореактивного двигателя

ного газотурбинного двигателя — турбореактивного двигателя. При движении самолета через входную часть двигателя поступает воздух, давление которого несколько повышается в диффузоре 5. В осевом компрессоре 1 происходит дальнейшее повышение давления воздуха, и он поступает в камеру сгорания 2, куда подается распыленное жидкое топливо. Образующиеся в камере сгорания газы поступают в газовую турбину 3, вырабатывая мощность, расходуемую на привод компрессора. Отработавшие в турбине газы удаляются через сопла 4 в атмосферу, создавая реактивную силу, движущую самолет.

§ 45. Парогазовые установки

Сочетание паротурбинных установок с газотурбинными в форме парогазовых установок является эффективным способом повышения экономичности теплосиловых установок. Возможны различные типы парогазовых установок. На рис. 11.85 представлена принципиальная схема одного из них. В топку парогенератора (котлоагрегата) 1 компрессором 2 подается под давлением воздух. В парогазовой установке, пущенной в эксплуатацию на 1-й Ленинградской ГЭС, давление в топке 0,5—0,6 МПа (5,1—6,1 кгс/см²). Работа под наддувом значительно интенсифицирует процессы горения и теплообмена, в результате чего высоконапорный парогенератор 1 оказывается компактным и имеет высокий к. п. д. Перегретый пар, получаемый в парогенераторе 1 за счет сжигания жидкого или газообразного топлива, поступает в паровую турбину 5, после расширения в которой идет в конденсатор 7. Отсюда конденсат насосом 8 подается в парогенератор, и цикл паротурбинной части установки замыкается. Вал турбины соединен с валом электрического генератора 6. Продукты сгорания топлива (газы), охлажденные в поверхностях нагрева парогенератора до необходимой температуры, направляются в качестве рабочего тела в газовую турбину 3. Отработав в турбине, газы обогревают в подогревателе 9 конденсат, идущий в парогенератор, и удаляются в атмосферу. Часть механической энергии, вырабатываемой газовой турбиной, затрачивается на привод компрессора, остальная часть преобразуется в электрическую энергию посредством электрического генератора 4. Общая элект-

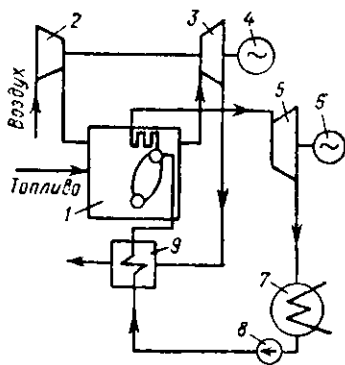


Рис. 11.85. Принципиальная схема парогазовой установки с высоконапорным парогенератором

рическая мощность парогазовой установки складывается из мощностей, вырабатываемых генераторами 4 и 6.

Повышение эффективности достигается здесь за счет дополнительной мощности, получаемой в газотурбинной части установки.

К. п. д. парогазовой установки повышается при регенеративном подогреве воды, подаваемой в парогенератор. Использование (полное или частичное) отработавшего в турбине пара для целей теплофикации также повышает эффективность установки. Ввиду того что рабочим телом для газовой турбины являются газы, уходящие из парогенератора, работа рассматриваемого типа парогазовой установки на твердом топливе в настоящее время невозможна, что является недостатком этих установок.

В другом варианте парогазовых установок, находящихся в эксплуатации, работа происходит следующим образом (рис. 11.86). В камеру сгорания 10 газотурбинной установки поступает воздух от компрессора 2, приводимого

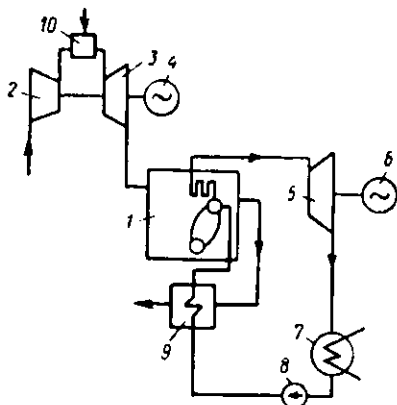


Рис. 11.86. Схема парогазовой установки с выбросом отработавших газов в топку котла

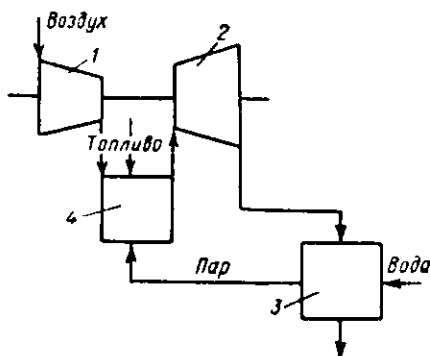


Рис. 11.87. Схема парогазовой установки с газопаровой смесью в качестве рабочего тела для турбины

газовой турбиной 3. Газы, образовавшиеся от сгорания жидкого или газообразного топлива, со значительным содержанием кислорода за счет дополнительного количества воздуха, подаваемого компрессором, поступают в газовую турбину 3 и, отработав в ней, выбрасываются в топку парового котла 1 в качестве воздуха для горения топлива. Котел обычного типа, топка которого работает под небольшим избыточным давлением порядка 40—70 кПа (0,4—0,7 кгс/см²). Газы из котлоагрегата, нагрев воду в подогревателе 9, удаляются в атмосферу. Имеется резервный вентилятор, подающий воздух в топку в случае вынужденной остановки газотурбинной части установки. Предусматривается также выхлоп отработавших в турбине газов в атмосферу мимо котла. Перегретый пар, полученный в котлоагрегате, обрабатывается в турбине 5 и конденсируется в конденсаторе 7. Конденсат насосом 8 прокачивается через подогреватель 9 в котел, где испаряется и пар перегревается. Полезная мощность турбин передается генераторам электрического тока 4 и 6. Эффективность этого типа парогазовой установки объясняется тем, что используется тепло отработавших газов турбины.

Рассмотренные парогазовые установки могут проектироваться на жидком и газообразном топливе — для газотурбинной части и твердом топливе — для паротурбинной части установок.

Третий вариант парогазовых установок, разрабатываемых в настоящее время, работает по следующей принципиальной схеме (рис. 11.87). В поток газа, образующегося в камере сгорания 4 от сжигания жидкого или газообразного топлива, подмешивается водяной пар, образующийся в котле-утилизаторе 3. Эта газопаровая смесь обрабатывается в турбине 2 и поступает в котел-утилизатор, где используется для испарения воды. Газы из котла-утили-

затора удаляются в атмосферу. Воздух в камеру сгорания подается компрессором 11, который приводится турбиной. Идея здесь заключается в том, чтобы повысить экономичность установки путем повышения энтальпии рабочего тела перед турбиной.

§ 46. Магнитогидродинамические генераторы электрической энергии

При прохождении потока ионизированного газа (низкотемпературной плазмы) с большой скоростью (порядка 1000 м/с) через сильное магнитное поле в нем возникает электрический ток. Расположив по обе стороны потока электроды и замкнув их через внешнюю цепь, получим электрический ток в цепи. Для ионизации газа необходим подогрев его до высокой температуры. Следовательно, затратив тепло на подогрев газа и пропустив затем газ через сильное магнитное поле, можно непосредственно преобразовать тепло в

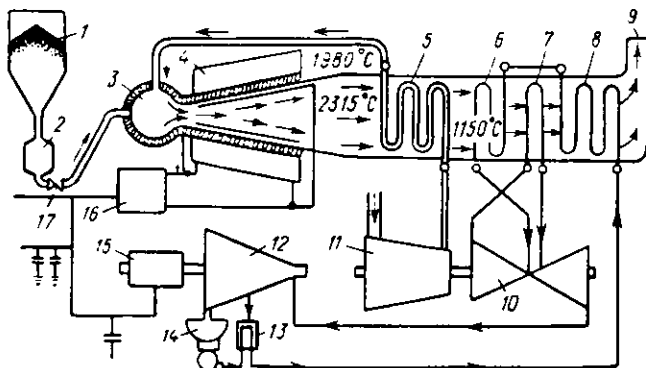


Рис. 11.88. Принципиальная схема установки с МГД-генератором

электрическую энергию. На этом принципе построена работа магнитогидродинамических (МГД) генераторов электрической энергии.

Для повышения эффективности целесообразно объединить МГД-генератор с паротурбинной установкой. Схематический проект такой объединенной установки разомкнутого процесса дан на рис. 11.88. Воздух, подаваемый компрессором 11 с давлением 1,0 МПа (10,2 кгс/см²) и температурой 260 °С, проходит воздухоподогреватель 5, где подогревается до 1980 °С, и поступает в камеру сгорания 3, куда из бункера 1 питателем 2 подается топливо — угольная пыль. Продукты сгорания топлива — газы, имея температуру 2815 °С, находятся частично в ионизированном состоянии (для увеличения степени ионизации добавляют около 0,1% хлористого калия); ионизированный газ проходит собственно МГД-генератор. Магнитное поле создается электромагнитами 4. Возникающий постоянный ток преобразуется в переменный преобразователем 16.

Газы на выходе из собственного МГД-генератора имеют давление 0,1 МПа (1,02 кгс/см²) и температуру 2315 °С. Обогревая воздух в воздухоподогревателе 5, они далее проходят через основной перегреватель 6, промежуточный перегреватель 7, парообразующую секцию 8, в которой образуется насыщенный пар, и удаляются в дымовую трубу 9.

Перегретый пар из перегревателя 6 поступает в цилиндр высокого давления (ц. в. д.) 10 турбины и, отработав здесь частично, перегревается в промежуточном перегревателе 7, после которого поступает вновь в цилиндр 10. Отсюда пар идет в цилиндр низкого давления (ц. н. д.) 12 турбины и уходит в конденсатор 14. Конденсат из конденсатора поступает в регенеративный подогреватель 13, откуда поступает в секцию 8. Вал компрессора 11 вращается валом ц. в. д. турбины. Ц. н. д. турбины передает мощность электрическому генератору 15. Электрическая мощность потребителям передается по линиям передачи 17. Установка обладает высоким расчетным к. п. д. — около 55% от теплоты сжигаемого топлива. В настоящее время МГД-генераторы находятся в стадии исследования.

Г Л А В А 13

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИНДИКАТОРНЫЕ
ДИАГРАММЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 47. Топливо

Непосредственное сжигание твердого топлива в цилиндре двигателя внутреннего сгорания (д. в. с.) вызывает быстрый износ деталей двигателя. Поэтому в д. в. с. применяют жидкое и газообразное топливо.

Жидкое топливо. Жидкое топливо для д. в. с. получают в основном из нефти, представляющей смесь различных углеводородов (C_nH_m).

Путем выпарки с последующей конденсацией, т. е. разгонкой, дистилляцией и специальной вторичной обработкой из нефти получают бензин, керосин, лигроин, соляровое масло, дизельное топливо, газойль, мазут и др. Бензин, керосин и лигроин относятся к легким жидким топливам. Соляровое масло, дизельное топливо, газойль и моторное топливо относятся к тяжелым топливам.

Бензин применяется в автомобильных и авиационных карбюраторных двигателях. Керосин применялся в старых конструкциях тракторных двигателей. В некоторых из них применялся лигроин, содержащий наиболее тяжелые бензиновые и наиболее легкие керосиновые фракции.

Соляровое масло, дизельное топливо, моторное топливо и газойль применяются в дизелях. Дизельное топливо и газойль представляют собой продукты разгонки, состоящие из тяжелых керосиновых и легких соляровых фракций. Дизельное топливо может также представлять собой смесь керосина с соляровым маслом. Моторное топливо представляет собой смесь солярового масла с мазутом. В последнее время для стационарных тихоходных дизелей применяют различные сорта мазута, называемые **тяжелым моторным топливом**.

Одним из важных показателей качества топлива для карбюраторных двигателей является его детонационная стойкость. Применяемое топливо не должно допускать детонационного сгорания, т. е. сгорания с резко увеличенными скоростями, при которых нарушается нормальное протекание процесса сгорания. Проявляется детонация в форме звенящих металлических стуков в цилиндре, снижения мощности двигателя, появления в отработавших газах сажи и даже разрушения отдельных деталей двигателя. Возможность возникновения детонационного сгорания определяется не только качеством топлива, но и степенью сжатия, а также температурой и составом свежей смеси, числом оборотов вала, конструктивными формами некоторых деталей двигателя и др.

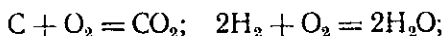
Детонационная стойкость топлива характеризуется его октановым числом (ОЧ), под которым понимается процентное по объему содержание изооктана в такой смеси с нормальным гептаном, которая имеет такую же склонность к детонации, что и рассматриваемое топливо. Поскольку возникновение детонационного сгорания зависит не только от свойств топлива, но и от других указанных факторов, определение октанового числа производят в специальном двигателе при строго стандартных условиях. Чем больше

октановое число, тем меньше склонность топлива к детонации. Для увеличения октанового числа топлива к нему добавляют в количестве 0,2—0,3% антидетонаторы — этиловые жидкости.

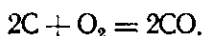
Газообразное топливо. Газообразные топлива, применяемые в д. в. с., можно разделить на: природные, или естественные, газы, получаемые из подземных газовых месторождений; попутные нефтяные, или промысловые, газы, получаемые при добыче и переработке нефти; доменные и коксовые газы, являющиеся побочными продуктами соответственно доменных и коксовых печей; генераторные газы, образующиеся в специальных газогенераторах из твердых топлив; светильные, или бытовые, газы, вырабатываемые в печах-ретортах путем сухой переработки каменных углей или сланцев.

§ 48. Сгорание топлива

Сгорание представляет собой химическое соединение составных элементов топлива с кислородом, происходящее по известным формулам:



при неполном сгорании углерода



Для полного сгорания 1 кг жидкого или 1 м³ газообразного топлива требуется количество воздуха L_0 , называемое теоретически необходимым количеством воздуха. Величина L_0 достаточна для полного сгорания топлива, если перемешивание его с воздухом настолько хорошее, что все элементы топлива полностью сгорают. В действительности такое перемешивание в д. в. с. не осуществляется и количество воздуха, требуемое для полного сгорания 1 кг или 1 м³ топлива, больше теоретически необходимого. Здесь, однако, надо иметь в виду, что в автомобильных и авиационных карбюраторных двигателях при работе на режиме наибольшей мощности горячая смесь обогащается топливом и тогда количество воздуха в смеси меньше теоретически необходимого. Понятно, что в этом случае происходит неполное сгорание. Отношение количества воздуха L , действительно поступающего в двигатель и участвующего в сгорании топлива, к теоретически необходимому количеству воздуха L_0 называется коэффициентом избытка воздуха

$$\alpha = L/L_0.$$

В результате сгорания топлива получается смесь горячих газов, представляющих собой продукты сгорания. Относительный состав продуктов сгорания зависит для данного топлива от значения α . При полном сгорании жидкого или газообразного топлива, если $\alpha = 1$, продукты сгорания состоят из углекислого газа CO_2 , водяного пара H_2O , азота N_2 . Если $\alpha > 1$, то продукты сгорания содержат кроме CO_2 , H_2O и N_2 избыточный кислород O_2 . Если сгорание происходит при $\alpha < 1$, то кроме CO_2 , H_2O и N_2 в продуктах сгорания будут также продукты неполного сгорания углерода — CO , CH_4 и др. Следует иметь в виду, что в продуктах сгорания имеются и токсичные составляющие. К ним кроме CO относятся углеводороды, окислы азота, альдегиды, сернистый газ при работе двигателя на сернистом топливе и др.

§ 49. Рабочий процесс и теоретические индикаторные диаграммы карбюраторных и газовых двигателей

Крайнее положение поршня, при котором он находится на минимальном расстоянии от крышки (головки) цилиндра, называют верхней (внутренней) мертвой точкой поршня (в. м. т.). Противоположное крайнее положение поршня называют нижней (наружной) мертвой точкой (н. м. т.). Объем между

крышкой цилиндра и поршнем, находящимся в в. м. т., называется объемом камеры сгорания или объемом камеры сжатия.

На рис. 11.89 представлены схема цилиндра и теоретическая индикаторная диаграмма карбюраторного или газового двигателя. Когда поршень движется от в. м. т. к н. м. т., через впускной клапан *A* в цилиндр двигателя под атмосферным давлением поступает горючая смесь, представляющая собой смесь паров жидкого топлива с воздухом в карбюраторных двигателях и смесь газообразного топлива с воздухом в газовых двигателях, — линия *0—1*. При обратном ходе поршня горючая смесь подвергается адиабатному сжатию — линия *1—2*. Теоретически в в. м. т. в момент окончания сжатия от специального зажигающего устройства *C* дается электрическая искра, зажигающая смесь. Принимается, что сгорание смеси происходит мгновенно при постоянном объеме, поэтому поршень остается на месте, а давление в цилиндре резко растет — линия *2—3*. Образующаяся в результате сгорания топлива смесь газов, адиабатно расширяясь, перемещает поршень к н. м. т. — линия *3—4*. Теоретически в этом положении поршня открывается выпускной клапан *B* и часть отработавших газов удаляется при неподвижном поршне. Происходит свободный выпуск газов — линия *4—1*. В точке *1* давление отработавших газов в цилиндре равно атмосферному давлению, поэтому дальнейшее их удаление из цилиндра производится поршнем, движущимся к в. м. т. Линия выталкивания газов — *1—0*. Весь цикл работы завершается и диаграмма замыкается за четыре хода поршня (за четыре такта), т. е. за два оборота вала двигателя. Поэтому рассмотренная диаграмма является теоретической индикаторной диаграммой четырехтактного карбюраторного или газового двигателя.

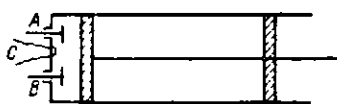
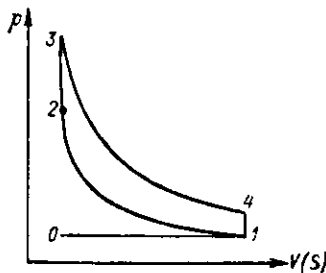


Рис. 11.89. Схема и теоретическая индикаторная диаграмма четырехтактного карбюраторного и газового двигателей

Из четырех ходов поршня только один ход, происходящий под действием расширяющихся в процессе *3—4* газов, является рабочим. В этом процессе поршень передает на вал работу, развиваемую газами в цилиндре двигателя.

Горючая смесь в двигателях с рассмотренным рабочим процессом образуется вне цилиндра двигателя; в карбюраторных двигателях — в карбюраторах, в газовых двигателях — в смесителях. Поэтому они относятся к двигателям с внешним смесеобразованием. Если смесь образуется внутри цилиндра двигателей, то они относятся к двигателям с внутренним смесеобразованием. Следует указать, что большинство четырехтактных двигателей работает с внешним смесеобразованием. Существуют, однако, четырехтактные газовые двигатели и с внутренним смесеобразованием. Работа их протекает следующим образом. При ходе поршня от в. м. т. к н. м. т. в цилиндр двигателя поступает воздух (а не горючая смесь). В конце впуска через специальный клапан под давлением $0,2—0,4$ МПа ($2—4,1$ кгс/см²) в цилиндр двигателя вдувается газообразное топливо. Образующаяся смесь сжимается движущимся поршнем и в в. м. т. поджигается электрической искрой. Продукты сгорания, расширяясь, производят работу и затем удаляются из цилиндра.

На рис. 11.90 представлены схема цилиндра и теоретическая индикаторная диаграмма двухтактного карбюраторного двигателя. Когда поршень приходит в в. м. т., над поршнем находится сжатая горючая смесь, которая воспламеняется электрической искрой и сгорает теоретически при постоянном объеме — линия *2—3*. Продукты сгорания, расширяясь, перемещают поршень — процесс *3—4*. При дальнейшем движении к н. м. т.

поршень своей кромкой открывает выпускные окна или щели n , сделанные в стенках цилиндра. Отработавшие газы удаляются из цилиндра через эти окна; происходит свободный выпуск — линия 4—5. По мере удаления газов давление их в цилиндре падает и они оказываются не в состоянии полностью покинуть цилиндр. Тогда поршень, продолжая двигаться к н. м. т., открывает продувочные окна или щели m , также сделанные в стенках цилиндра, и через них в цилиндр нагнетается горючая смесь с давлением 0,12—0,13 МПа (1,22—1,33 кгс/см²), которая вытесняет из цилиндра отработавшие газы. Смесь при этом и сама частично удаляется из цилиндра. Продувка и очистка цилиндра совершаются вплоть до прихода поршня в н. м. т. и продолжают при обратном ходе поршня, пока он не перекроет продувочные, а затем и выпускные окна. В этом положении поршня в цилиндре находится количество смеси, необходимое для работы двигателя.

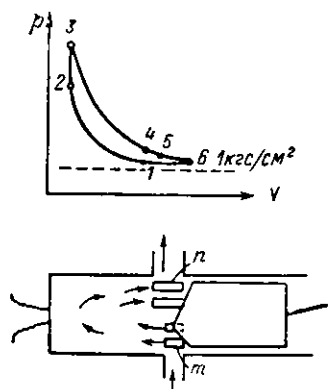


Рис. 11.90. Схема и теоретическая индикаторная диаграмма двухтактного карбюраторного двигателя

Поскольку весь цикл работы завершается и индикаторная диаграмма замыкается за два хода поршня — за один оборот вала, двигатель является двухтактным.

Рассмотренный способ продувки носит название щелевой контурной продувки. Вследствие малой экономичности из-за потери свежей смеси при продувке двухтактные карбюраторные двигатели строятся только с небольшими мощностями, например в качестве мотоциклетных двигателей.

В газовых двухтактных двигателях продувка производится не горючей смесью, а воздухом с давлением 0,12—0,13 МПа (1,22—1,33 кгс/см²). Поэтому к моменту закрытия поршнем выпускных окон в цилиндре находится воздух, в который вдувается через специальный клапан газообразное топливо с давлением 0,15—1,2 МПа (1,53—12,2 кгс/см²). Образующаяся газоздушная смесь сжимается поршнем, у в. м. т. воспламеняется электрической искрой и сгорает при постоянном объеме; продукты сгорания расширяются, после чего происходит свободный выпуск отработавших газов и продувка цилиндра воздухом. Таким образом, в этих двигателях осуществляется внутреннее смесеобразование.

На базе карбюраторных возникли двигатели с непосредственным впрыском топлива. Карбюратор у них отсутствует. В четырехтактных двигателях при движении поршня от в. м. т. к н. м. т. в цилиндр поступает воздух и специальным насосом через форсунку впрыскивается легкое жидкое топливо.

Образующаяся смесь паров жидкого топлива с воздухом сжимается поршнем, движущимся от н. м. т. к в. м. т., и в в. м. т. смесь воспламеняется электрической искрой. Дальнейшая работа происходит, как в четырехтактных карбюраторных двигателях. В рассмотренном двигателе осуществляется внутреннее смесеобразование. В некоторых конструкциях впрыск топлива производится не в цилиндр, а во впускную трубу. Тогда имеет место внешнее смесеобразование, а дальнейшая работа аналогична работе четырехтактного карбюраторного двигателя.

В двухтактных двигателях с непосредственным впрыском топлива цилиндр продувается воздухом, и после закрытия поршнем выпускных окон в цилиндр впрыскивается легкое жидкое топливо. Образующаяся паровоздушная смесь

сжимается и в в. м. т. поршня поджигается электрической искрой. Газы, расширяясь, производят работу и затем частично удаляются, после чего цилиндр продувается воздухом и работа двигателя повторяется.

§ 50. Рабочий процесс и теоретические индикаторные диаграммы дизелей

На рис. II.91 представлены схема цилиндра и теоретическая индикаторная диаграмма четырехтактного бескомпрессорного дизеля. Когда поршень движется от в. м. т. к н. м. т., через впускной клапан A в цилиндр двигателя при атмосферном давлении поступает воздух — линия $0-1$. При обратном ходе поршня до в. м. т. воздух подвергается адиабатному сжатию — линия $1-2$. В результате сжатия давление и температура воздуха возрастают. В конце сжатия через форсунку F в цилиндр впрыски-

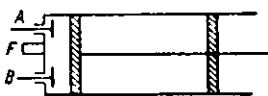
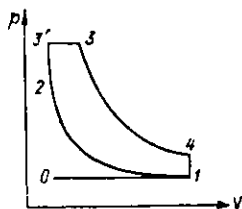


Рис. II.91. Схема и теоретическая индикаторная диаграмма четырехтактного бескомпрессорного дизеля

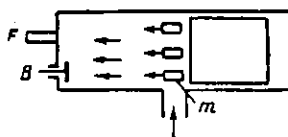
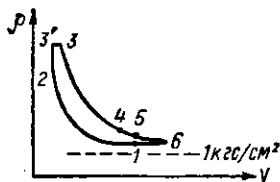


Рис. II.92. Схема и теоретическая индикаторная диаграмма двухтактного бескомпрессорного дизеля

вается мелко распыленное топливо, которое испаряется, пары его воспламеняются и сгорают в среде высокотемпературного сжатого воздуха. При этом сгорание части впрыскиваемого топлива происходит теоретически при неизменном объеме — линия $2-3'$, а остальной части — при неизменном давлении — линия $3'-3$. Образующиеся в результате сгорания газы, адиабатно расширяясь, перемещают поршень в н. м. т. — линия $3-4$. Теоретически в этом положении поршня открывается выпускной клапан B и происходит свободный выпуск газов — линия $4-1$ и затем их выталкивание поршнем — линия $1-0$.

На рис. II.92 представлены схема цилиндра и теоретическая индикаторная диаграмма двухтактного бескомпрессорного дизеля. Когда поршень приходит в в. м. т., под ним находится сжатый воздух, имеющий высокую температуру. В этот воздух через форсунку F впрыскивается мелко распыленное тяжелое жидкое топливо, которое испаряется, воспламеняется и сгорает. Сгорание происходит, как и в четырехтактных двигателях, теоретически при неизменном объеме, а затем при неизменном давлении — линия $2-3'$ и $3'-3$. Газы, образовавшиеся в результате сгорания топлива, адиабатно расширяясь, производят работу — линия $3-4$. В точке 4 открывается выпускной клапан B и происходит свободный выпуск отработавших газов до момента, когда движущийся к н. м. т. поршень откроет продувочные окна (щели) m в стенках цилиндра. Через эти окна поступает продувочный воздух с давлением $0,12-0,14$ МПа ($1,22-1,43$ кгс/см²) и вытесняет через клапан B неудалившиеся отработавшие газы. В момент закрытия

продувочных окон поршнем, движущимся к в. м. т., закрывается и клапан В (иногда этот клапан закрывается раньше закрытия продувочных окон). По окончании продувки в цилиндре остается необходимое для работы двигателя количество воздуха, которое адиабатно сжимается поршнем движущимся к в. м. т. Выпуск газов, продувка и наполнение цилиндра свежим воздухом изображены на диаграмме линиями 4—5—6—1, адиабатное сжатие — линией 1—2. В точке 2 впрыскивается топливо, и работа двигателя повторяется.

Рассмотренный способ продувки носит название клапанно-щелевой прямой продувки.

Работа компрессорных дизелей принципиально аналогична работе бескомпрессорных дизелей. Сгорание впрыскиваемого топлива в компрессорных дизелях происходит теоретически только при постоянном давлении. Поэтому индикаторные диаграммы этих дизелей отличаются от диаграмм, приведенных на рис. II.91 и II.92, линией сгорания, которая представляет собой для компрессорных дизелей изобару. Распыление топлива, подаваемого в цилиндр, производится сжатым воздухом, нагнетаемым к форсунке дизеля специальным компрессором. Именно поэтому эти дизели называются компрессорными. Ввиду малой экономичности они в настоящее время не производятся, но имеются в эксплуатации.

ГЛАВА 14

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС И РЕАЛЬНЫЕ ИНДИКАТОРНЫЕ ДИАГРАММЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 51. Наполнение и выпуск

Процесс очистки цилиндра от отработавших газов и наполнение его свежим зарядом — горючей смесью или воздухом — называется процессом газообмена. Этот процесс, как и другие процессы в реальных двигателях, отличается от теоретического.

Четырехтактные двигатели. Рассмотрим процесс газообмена. Впускной клапан у большинства реальных двигателей открывается до прихода поршня в в. м. т. В этом случае к моменту поступления свежего заряда в цилиндр клапан уже открыт, что делает сопротивление клапана минимальным и улучшает наполнение цилиндра. Опережение открытия впускного клапана составляет обычно $10\text{--}30^\circ$ поворота коленчатого вала (п. к. в.). Закрывается впускной клапан после прохождения поршнем н. м. т. обычно на $40\text{--}70^\circ$ п. к. в. Это запаздывание закрытия впускного клапана улучшает наполнение цилиндра, так как в силу инерции свежий заряд продолжает поступать, несмотря на повышение давления в цилиндре при обратном ходе поршня.

Выпускной клапан открывается до прихода поршня в н. м. т. Опережение открытия клапана, составляющее обычно $40\text{--}60^\circ$ п. к. в., уменьшает давление выталкиваемых отработавших газов, а следовательно, и затраты работы на выталкивание. Кроме того, уменьшение этого давления приводит к уменьшению массы остаточных газов, а значит, к увеличению наполнения цилиндра свежим зарядом. Абсолютное давление отработавших газов при выталкивании вследствие сопротивления выпускной системы (выпускного клапана, выпускного трубопровода) составляет $0,11\text{--}0,12$ МПа ($1,02\text{--}1,22$ кгс/см²). Выпускной клапан закрывается после прохождения поршнем в. м. т. обычно на $15\text{--}30^\circ$ п. к. в. — с целью уменьшения массы остаточных газов и улучшения наполнения цилиндра.

Таким образом, вблизи в. м. т. при выталкивании отработавших газов одновременно открыты впускной и выпускной клапаны. Это перекрытие клапанов способствует улучшению очистки цилиндра от отработавших газов и наполнению его свежим зарядом.

Клапаны открываются и закрываются специальными механизмами, называемыми механизмами газораспределения. Моменты открытия и закрытия клапанов называются фазами газораспределения. Для наглядности они могут быть нанесены на круговую или спиральную диаграмму фаз газораспределения (рис. 11.93).

При прохождении через впускную систему (впускной трубопровод и впускной клапан) давление свежего заряда, поступающего в цилиндр, вследствие сопротивления этой системы становится меньше атмосферного — 90—95 кПа (0,9—0,95 кгс/см²). Поступив в цилиндр, свежий заряд смешивается с оставшимися там отработавшими газами и соприкасается с горячими стенками цилиндра, поэтому его температура повышается.

Понижение давления и повышение температуры свежего заряда уменьшает массу заряда, поступающего в цилиндр. Отношение массы свежего заряда, действительно поступающего в цилиндр двигателя, к той массе, которая могла бы в него поступать при давлении и температуре на входе в цилиндр, называется коэффициентом наполнения η_v . Чем больше η_v , тем больше мощность, развиваемая двигателем.

Двухтактные двигатели. Рассмотрим процесс газообмена в двухтактных двигателях. При движении поршня от в. м. т. к н. м. т. происходит расширение продуктов сгорания. Примерно за 80° п. к. в. до н. м. т. открываются выпускные окна или выпускные клапаны и начинается свободный выпуск отработавших газов. При дальнейшем движении поршня — приблизительно за 45° п. к. в. до н. м. т. открываются продувочные окна и происходит вытеснение из цилиндра отработавших газов продувочным воздухом или — в маломощных карбюраторных двигателях — горючей смесью. При продувке происходит удаление отработавших газов и наполнение цилиндра свежим зарядом. Продувка и наполнение заканчиваются с закрытием продувочных и выпускных окон при обратном ходе поршня. Абсолютное давление в цилиндре в конце наполнения составляет 105—115 кПа (1,07—1,17 кгс/см²).

Температуру отработавших газов в выпускной трубе при полной нагрузке в четырехтактных двигателях можно принять: у дизелей 425—575 °С; у карбюраторных и газовых двигателей 500—700 °С. Эта температура у двухтактных двигателей составляет 350—450 °С. Коэффициент наполнения четырехтактных и двухтактных двигателей $\eta_v = 0,7 \div 0,9$.

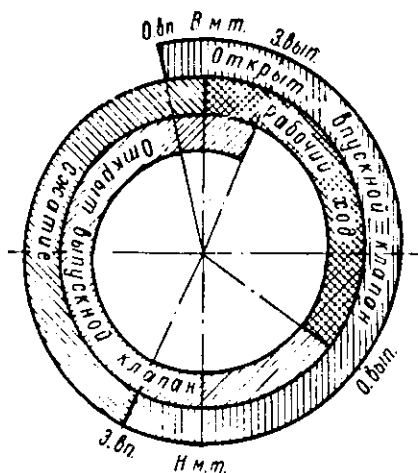


Рис. 11.93. Диаграмма фаз газораспределения четырехтактного дизеля: в. м. т. — верхняя (внутренняя) мертвая точка; н. м. т. — нижняя (наружная) мертвая точка; о. вп. — открытие впускного клапана; з. вп. — закрытие впускного клапана; о. вып. — открытие выпускного клапана; з. вып. — закрытие выпускного клапана

§ 52. Сжатие

Действительный процесс сжатия в двигателях не является адиабатным из-за наличия теплообмена между свежим зарядом и стенками цилиндра. В начальный период сжатия температура стенок выше температуры свежего заряда и тепловой поток идет от стенок к заряду. В следующий период, когда вследствие сжатия температура заряда растет, тепло переходит от заряда к стенкам. Этот процесс подчиняют уравнению политропного процесса $pV^n = \text{const}$. Обычные значения $n_1 = 1,33 \div 1,38$. В быстроходных дизелях n_1 может достигать значения 1,4.

Как было показано, повышение степени сжатия ε в д. в. с. ведет к увеличению эффективности преобразования теплоты в работу (см. стр. 109—110). Однако излагаемые далее причины ограничивают возможность увеличения степени сжатия в двигателях выше некоторых определенных значений.

В карбюраторных двигателях степени сжатия ограничиваются возможностью возникновения детонационного сгорания. В современных карбюраторных двигателях $\varepsilon = 6 \div 10,5$.

В газовых двигателях степени сжатия ограничиваются возможностью самовоспламенения смеси. Поскольку момент самовоспламенения зависит от ряда обстоятельств (нагрузки двигателя, его охлаждения, внешних условий и т. д.), то управлять им невозможно. Поэтому степени сжатия должны быть такими, чтобы температура в конце сжатия была ниже температуры самовоспламенения. Это и обуславливает применение специальных зажигающих устройств, воспламеняющих смесь в строго определенный момент, вблизи в. м. т. Температура самовоспламенения газообразных топлив находится в пределах $500\text{—}650^\circ\text{C}$, поэтому степени сжатия в этих двигателях не превышают $7\text{—}10$.

В дизелях степени сжатия ограничиваются допустимыми значениями давлений и температур в конце сгорания. При очень высоких степенях сжатия эти величины получаются весьма значительными, что делает цилиндр тяжелым, требует массивных движущихся деталей и пр. Поэтому в современных дизелях степени сжатия находятся в пределах $13\text{—}21$.

Допуская наибольшие степени сжатия, современные бескомпрессорные дизели обладают высокой эффективностью преобразования теплоты в работу.

При указанных выше степенях сжатия давление p_c и температура t_c в конце сжатия составляют: в карбюраторных и газовых двигателях $p_c = 0,6 \div 1,5$ МПа ($6,1\text{—}15,3$ кгс/см²), $t_c = 300 \div 475^\circ\text{C}$; в дизелях $p_c = 3,0 \div 5,0$ МПа ($31\text{—}51$ кгс/см²), $t_c = 500 \div 650^\circ\text{C}$.

§ 53. Сгорание

В двигателях с зажиганием от электрической искры, т. е. в основном в карбюраторных и газовых двигателях, можно выделить три фазы сгорания топлива. Первая фаза — от момента проскакивания электрической искры до момента образования очага сгорания. Этот период физико-химической подготовки топлива к сгоранию представляет собой период задержки воспламенения. В течение этого периода, включая и образование небольших очагов сгорания около свечи зажигания, давление в цилиндре почти не изменяется. Вторая фаза — распределение пламени по основной части камеры сгорания. В этот период сгорает наибольшая масса топлива и давление в цилиндре достигает максимального значения. Третья фаза — догорание несгоревшего топлива в процессе расширения газов. В период догорания выделяется от 5 до 25% тепла, получаемого при сгорании топлива в цилиндре двигателя. Учитывая наличие задержки воспламенения, для получения максимума давления непосредственно после прохождения поршнем в. м. т. зажигание следует производить до прихода поршня в в. м. т. Это опережение зажигания составляет в большинстве случаев $25\text{—}35^\circ$ п. к. в.

Давление и температура в конце сгорания: $p_{cz} = 2,5 \div 5,0$ МПа ($26\text{—}51$ кгс/см²), $t_{cz} = 1800 \div 2300^\circ\text{C}$; степень повышения давления $\lambda = 2,5 \div 4$.

В двигателях с воспламенением от сжатия, т. е. в дизелях, процесс сгорания топлива можно разделить на четыре фазы. Первая фаза — от момента впрыска топлива до момента начала воспламенения. Это период задержки воспламенения, когда идет физико-химическая подготовка топлива к сгоранию. Вторая фаза — от момента воспламенения топлива до момента достижения максимума давления в цилиндре. В этой фазе пламя довольно быстро распространяется по камере сгорания. Третья фаза — от момента

достижения максимального давления до момента достижения максимальной температуры. В этой фазе сгорание несколько замедляется. Во второй и третьей фазах сгорает основная масса топлива. Четвертая фаза — догорание топлива в процессе расширения. Для того чтобы получить максимум давления непосредственно после прохождения поршнем в. м. т., впрыск топлива в цилиндр начинается до прихода поршня в в. м. т. Это опережение впрыска в бескомпрессорных дизелях составляет $10-20^\circ$ п. к. в., а в компрессорных дизелях $1-2^\circ$ п. к. в. Основные параметры в конце сгорания у бескомпрессорных дизелей: $p_{\text{сз}} = 6,0-11,0$ МПа ($61-110$ кгс/см²); $t_{\text{сз}} = 1500-2000$ °С; $\rho = 1,2-2,2$; степень повышения давления $\lambda = 1,4-2,2$.

§ 54. Расширение. Реальные индикаторные диаграммы двигателей внутреннего сгорания

Действительный процесс расширения газов в двигателях не является адиабатным. Вследствие высокой температуры газы отдают тепло стенкам. Вместе с этим идет догорание топлива, и выделяющееся тепло воспринимается газами, количество которых по мере догорания топлива увеличивается.

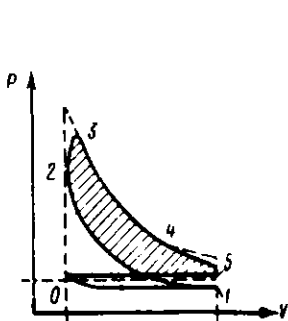


Рис. 11.94. Действительная индикаторная диаграмма четырехтактного карбюраторного и газового двигателей

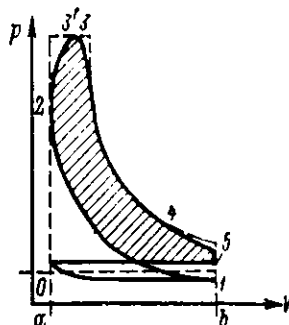


Рис. 11.95. Действительная индикаторная диаграмма четырехтактного бескомпрессорного дизеля

Этот процесс подчиняют уравнению $pv^{n_2} = \text{const}$, где $n_2 = 1,15-1,32$. Параметры в конце расширения при полной нагрузке: $p_p = 0,2-0,5$ МПа ($2,6-5,1$ кгс/см²), $t_p = 800-1300$ °С.

Рассмотренный выше характер работы д. в. с. виден из реальных индикаторных диаграмм, приведенных на рис. 11.94 и 11.95.

Рис. 11.94 представляет собой индикаторную диаграмму четырехтактных карбюраторных или газовых двигателей. Впуск горючей смеси происходит при давлении ниже атмосферного — линия 0—1, выталкивание отработавших газов — при давлении выше атмосферного — линия 5—0. Сгорание осуществляется почти при постоянном объеме — линия 2—3, причем максимум давления достигается непосредственно после прохождения поршнем в. м. т. Конец процесса расширения (начало выпуска) — в точке 4, т. е. до прихода поршня в н. м. т.

На рис. 11.95 дана индикаторная диаграмма четырехтактных бескомпрессорных дизелей. Сгорание происходит вначале почти при постоянном объеме — линия 2—3' и продолжается затем почти при постоянном давлении — линия 3'—3. Максимум давления достигается в точке 3' непосредственно после в. м. т. поршня, максимум температуры — в точке 3 — в конце видимого сгорания. Остальные линии имеют тот же характер, что и на рис. 11.94.

§ 55. Сравнение четырехтактных и двухтактных двигателей. Наддув двигателей

В двухтактных двигателях цикл завершается за один оборот вала, а в четырехтактных — за два оборота. Поэтому теоретически мощность двухтактного двигателя должна быть в два раза больше мощности четырехтактного двигателя при одинаковых числах оборотов и размерах цилиндра. Практически, вследствие потери части хода поршня из-за наличия продувочных и выпускных окон и затраты части мощности на привод продувочного насоса, мощность двухтактного двигателя при указанных выше условиях больше мощности четырехтактного двигателя на 50—70%. Кроме того, двухтактные двигатели проще по конструкции. Но очистка цилиндра от отработавших газов у этих двигателей менее совершенна вследствие меньшего количества времени, отводимого на очистку, что ведет к ухудшению процесса сгорания топлива, а следовательно, к увеличению его расхода. Это обстоятельство, а также расход топлива на работу продувочного насоса вызывает несколько больший расход топлива

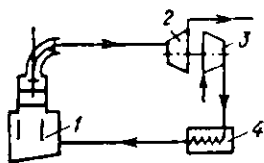


Рис. 11.96. Схема газотурбинного наддува д. в. с.

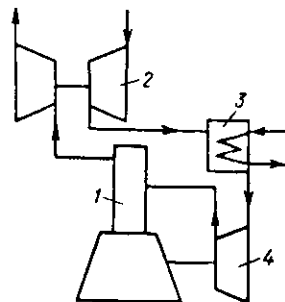


Рис. 11.97. Схема комбинированного наддува д. в. с.

у двухтактных двигателей. В настоящее время двухтактные двигатели находят все более широкое применение в качестве транспортных, а также в стационарных установках большой мощности.

Увеличение мощности двигателя при данных его размерах достигается применением двухтактного процесса, а также увеличением степени сжатия и числа оборотов вала.

Весьма эффективным средством увеличения мощности является *на д д у в* двигателя, под которым понимается подача свежего заряда в цилиндр двигателя под давлением, превышающим атмосферное. Масса свежего заряда, поступающего в данный объем цилиндра двигателя, при наддуве больше, следовательно, больше количество сжигаемого топлива и поэтому больше мощность двигателя. Для подачи свежего заряда в цилиндр при наиболее распространенных способах наддува двигатель снабжается специальными нагнетателями. Различные типы нагнетателей (компрессоров), служащих для наддува и продувки двигателей, были рассмотрены в разделе I второй части.

Существуют следующие основные системы наддува двигателей: наддув с механическим приводом нагнетателя от вала двигателя или от электродвигателя; газотурбинный наддув; комбинированный наддув.

При *г а з о т у р б и н н о м* наддуве (рис. 11.96) нагнетатель 3 приводится газовой турбиной 2, рабочим телом для которой являются отработавшие газы двигателя внутреннего сгорания 1. Газовая турбина и нагнетатель конструктивно представляют единый агрегат — газотурбонагнетатель. Перед поступлением в цилиндр двигателя свежий заряд проходит обычно холодильник 4, вследствие чего увеличивается плотность заряда и снижается начальная, а значит, и максимальная температура в двигателе.

Эффективность газотурбинного наддува очевидна, поскольку увеличение мощности двигателя достигается использованием энергии отработавших газов.

В системе комбинированного наддува сочетаются наддув с механическим приводом нагнетателя от вала двигателя и газотурбинный наддув. Особенно распространен этот способ наддува в двухтактных двигателях. При этом в наиболее простой схеме ротор газотурбонагнетателя механически связывается с валом двигателя. Когда двигатель внутреннего сгорания работает на неполной нагрузке или при пуске двигателя, вследствие низкой температуры отработавших газов уменьшается мощность газовой турбины. Это при газотурбинном наддуве может привести к тому, что количество свежего заряда, подаваемого газотурбонагнетателем в двигатель, окажется недостаточным. В комбинированной схеме в этом случае недостаток мощности газовой турбины компенсируется мощностью, снимаемой с вала двигателя.

В более сложной схеме комбинированного наддува (рис. II.97) свежий заряд сжимается в газотурбонагнетателе 2, проходит промежуточный холодильник 3 и затем сжимается в нагнетателе 4, приводимом валом д. в. с. 1.

ГЛАВА 15

ИНДИКАТОРНЫЕ И ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 56. Мощности двигателей

Мощность, развиваемая рабочим телом внутри цилиндра двигателя, называется **и н д и к а т о р н о й**. Эта мощность определяется по площади реальной индикаторной диаграммы. В отношении четырехтактных д. в. с. надо иметь в виду следующее. При впуске (см. рис. II.95) работа положительна и определяется площадью $0-1-b-a$, в процессе сжатия $1-2$ работа отрицательна и определяется площадью $1-2-a-b$; при сгорании, расширении и свободном выпуске работа положительна и выражается площадью $2-3-4-5-b-a$; при выталкивании работа отрицательна и выражается площадью $5-0-a-b$. Следовательно, работа за весь цикл определяется разностью площадей $1-2-3-4-5$ и $5-0-1$. Однако разность работ выталкивания и впуска невелика; ее обычно относят к механическим потерям, а индикаторную работу двигателя определяют в некотором масштабе площадью $1-2-3-4-5$.

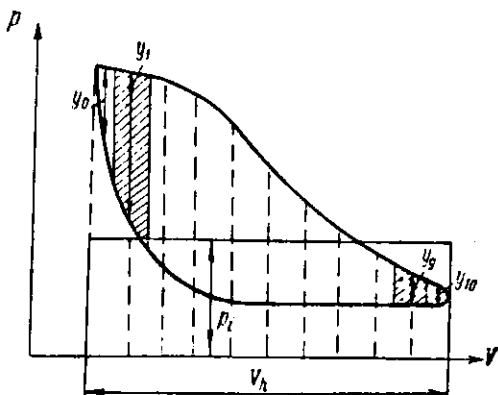


Рис. II.98. Графическое представление среднего индикаторного давления

Если площадь индикаторной диаграммы заменить равной площадью прямоугольника с основанием, равным длине индикаторной диаграммы (рис. II.98), то высота этого прямоугольника представляет собой среднее индикаторное давление p_i . Так как безразлично, где поместить этот прямоугольник, то, поместив его так, как показано на рис. II.98, можно дать следующее определение: средним индикаторным давлением называется такое условно постоянное давление, которое, действуя на поршень и перемещая его в рабочем ходе от одной мертвой точки к другой, производит работу, равную индикаторной работе за один цикл.

Обозначим: Ω_i — площадь индикаторной диаграммы; s — длина диаграммы; x — масштаб давлений — величина, показывающая, скольким см

или мм соответствует давление в 1 Па или в 1 кгс/см². Тогда среднее индикаторное давление

$$p_i = \frac{\Omega_i}{sx}. \quad (\text{II.84})$$

Площадь индикаторной диаграммы Ω_i проще всего измерить планиметром. При отсутствии последнего ее можно определить приближенным способом. Следует разделить основание s диаграммы на несколько равных частей, например 10, и из точек деления провести перпендикуляры (рис. II.98). Отрезки $y_0, y_1, y_2, \dots, y_{10}$ являются средними линиями трапеций, две из которых заштрихованы. Высота этих трапеций $s/10$. Площадь диаграммы

$$\Omega_i = \frac{s}{10} \left(y_1 + y_2 + \dots + y_9 + \frac{y_0 + y_{10}}{2} \right).$$

Работа, производимая рабочим телом в одной полости цилиндра двигателя в течение одного цикла, может быть вычислена по формуле

$$L_i = p_i FS, \quad (\text{a})$$

где S — ход поршня; F — свободная, или полезная, площадь поршня — площадь, подверженная действию рабочего тела. Для полости, в которой отсутствует поршневой шток,

$$F = \frac{\pi D^2}{4};$$

для полости с поршневым штоком

$$F = \frac{\pi}{4} (D^2 - D_{ш}^2),$$

где D — диаметр поршня; $D_{ш}$ — диаметр штока.

Ввиду того что $FS = V_h$ представляет собой рабочий объем цилиндра, формулу (a) можно записать в виде

$$L_i = p_i V_h. \quad (\text{б})$$

Индикаторную мощность двигателя N_i при частоте вращения вала n об/мин можно определить следующим образом. В четырехтактных двигателях простого действия цикл совершается за два оборота вала. За один оборот совершается $1/2$ цикла, за секунду — $n/120$ циклов. Поэтому внутренняя мощность этого двигателя с числом цилиндров z будет равна:

$$N_i = z \frac{L_i n}{120} \text{ Вт} = z \frac{L_i n}{120 \cdot 10^3} \text{ кВт}; \quad (\text{в})$$

$$N_i = z \frac{L_i n}{30 \cdot 10^3 (4)} \text{ кВт}. \quad (\text{г})$$

Если в соответствии с ранее принятой системой единиц L_i измерять в кгс·м, а N_i — в л. с., то формула (в) должна быть записана в виде

$$N_i = z \frac{L_i n}{120 \cdot 75} = z \frac{L_i n}{2250 (4)} \text{ л. с.} \quad (\text{д})$$

Цифры, взятые в скобки в формулах (г) и (д), представляют собой тактность двигателя (число ходов поршня за цикл) m . Так как уравнения вида (г) и (д) применимы и к другим типам двигателей, то можно написать следующую общую формулу для N_i :

$$N_i = z \frac{L_i n}{30 \cdot 10^3 m} \text{ кВт}; \quad N_i = z \frac{L_i n}{2250 m} \text{ л. с.}$$

Подставляя сюда L_i по формулам (а) и (б), можем написать в окончательном виде:

$$N_i = z \frac{p_i V_h n}{30 \cdot 10^3 m} = z \frac{p_i F S n}{30 \cdot 10^3 m} \text{ кВт}; \quad (\text{II.85})$$

$$N_i = z \frac{p_i V_h n}{2250 m} = z \frac{p_i F S n}{2250 m} \text{ л. с.} \quad (\text{II.86})$$

Следует обратить внимание на то, что в формулу (II.85) p_i входит в Па, а в (II.86) — в кгс/м².

Значения m для двигателей простого действия, очевидно, следующие: для четырехтактных $m = 4$; для двухтактных $m = 2$.

Формулы (II.85) и (II.86) не учитывают наличие поршневого штока у двигателей двойного действия. Поэтому для этих двигателей вычисленные значения N_i надо умножить на коэффициент 0,97—0,98, оценивающий приближенно влияние штока. Для точного определения индикаторной мощности всего двигателя следует вычислить N_i для каждой полости всех цилиндров и просуммировать полученные мощности.

Произведение $z V_h$ в формулах (II.85) и (II.86) представляет собой рабочий объем всех цилиндров. Этот объем, выраженный в л, носит название литража двигателя.

Часть индикаторной мощности двигателя затрачивается на преодоление механических сопротивлений и привод вспомогательных механизмов, а именно (в общем случае): на преодоление трения между подвижными и неподвижными частями двигателя — трения вала в подшипниках, поршня о стенки цилиндра и др.; на привод продувочного и топливного насосов, компрессоров, а также на совершение результирующей отрицательной работы выталкивания и впуска.

Если обозначить мощность, затрачиваемую на преодоление механических сопротивлений и привод вспомогательных механизмов, через N_m , то мощность, которая получается на валу двигателя и может быть непосредственно использована,

$$N_e = N_i - N_m.$$

Мощность N_e называется **э ф ф е к т и в н о й** мощностью двигателя.

Отношение

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i}$$

называется механическим к. п. д. Следовательно, в соответствии с формулой (II.85)

$$N_e = \eta_m N_i = z \eta_m p_i \frac{V_h n}{30 \cdot 10^3 m}. \quad (\text{II.87})$$

Произведение $p_e = \eta_m p_i$ называется средним эффективным давлением. Тогда эффективная мощность в кВт

$$N_e = z p_e \frac{V_h n}{30 \cdot 10^3 m}. \quad (\text{II.88})$$

Численные значения p_i и p_e составляют обычно: $p_i = 0,3 \div 1,2$ МПа (3,1—12,2 кгс/см²); $p_e = 0,2 \div 0,9$ МПа (2—9,2 кгс/см²); у некоторых типов д. в. с. с наддувом p_e достигает 2,0 МПа (20,4 кгс/см²).

§ 57. Коэффициенты полезного действия и удельные расходы топлива двигателей

В реальных двигателях существует ряд потерь. В зависимости от того, какие именно потери учитываются, рассматриваются соответствующие к. п. д.

И н д и к а т о р н ы й к. п. д. η_i представляет собой отношение теплоты, преобразованной в индикаторную работу внутри цилиндра двигателя l_i , к теплу q_1 , подведенному к рабочему телу:

$$\eta_i = \frac{l_i}{q_1}. \quad (\text{II.89})$$

Здесь l_i и q_1 относятся к 1 кг рабочего тела. Поэтому если M — массовый расход рабочего тела в кг/с, N_i — индикаторная мощность двигателя в кВт, B — расход топлива двигателем в кг/с, Q_n^p — низшая теплота сгорания топлива в кДж/кг, то

$$l_i = \frac{N_i}{M}; \quad q_1 = \frac{BQ_n^p}{M}.$$

Следовательно,

$$\eta_i = \frac{N_i}{BQ_n^p}. \quad (\text{II.90})$$

В старой системе единиц в числитель формулы (II.89) должен быть введен тепловой эквивалент работы A . Тогда Al_i можно определить по уравнению

$$Al_i = \frac{860N_i}{3600G}.$$

Тепло q_1 следует определить по формуле

$$q_1 = \frac{B_4 Q_n^p}{3600G}.$$

Следовательно,

$$\eta_i = \frac{860N_i}{B_4 Q_n^p}.$$

В этих уравнениях G — весовой расход рабочего тела в кгс/с; B_4 — часовой расход топлива двигателем в кгс/ч; Q_n^p — низшая теплота сгорания топлива в ккал/кгс. Если мощность N_i измеряется в л. с., то вместо 860 надо писать 632,3 ккал/л. с. ч.

Э ф ф е к т и в н ы й к. п. д. η_e — есть отношение количества тепла, превращенного в эффективную работу на валу двигателя l_e , к количеству тепла q_1 :

$$\eta_e = \frac{l_e}{q_1}. \quad (\text{II.91})$$

Аналогично формуле (II.90) имеем

$$\eta_e = \frac{N_e}{BQ_n^p}, \quad (\text{II.92})$$

где N_e — эффективная мощность двигателя в кВт.

В старой системе единиц

$$\eta_e = \frac{860N_e}{B_4 Q_n^p}. \quad (\text{II.93})$$

Разделив (II.92) на (II.90), получим

$$\frac{\eta_e}{\eta_i} = \frac{N_e}{N_i} = \eta_m,$$

откуда

$$\eta_e = \eta_i \eta_m. \quad (\text{II.94})$$

Экономичность д. в. с. наряду с к. п. д. характеризуется удельными расходами топлива, под которыми понимают расходы топлива в единицу времени на единицу выработанной мощности. Поэтому удельный и н д и - к а т о р н ы й р а с х о д т о п л и в а b_i и удельный э ф ф е к т и в н ы й р а с х о д т о п л и в а b_e равны (в кг/кДж):

$$b_i = \frac{B}{N_i}; \quad (\text{II.95})$$

$$b_e = \frac{B}{N_e}. \quad (\text{II.96})$$

В старой системе единиц [в кгс/(кВт·ч)]:

$$b_i = \frac{B_u}{N_i}; \quad (\text{II.97})$$

$$b_e = \frac{B_u}{N_e}. \quad (\text{II.98})$$

Сопоставляя формулы (II.90) и (II.95), а также (II.92) и (II.96), получим формулы, связывающие к. п. д. с соответствующими удельными расходами топлива:

$$\eta_i = \frac{1}{b_i Q_H^p}; \quad (\text{II.99})$$

$$\eta_e = \frac{1}{b_e Q_H^p}. \quad (\text{II.100})$$

Для ориентировки приводим численные значения к. п. д. и удельных расходов топлива, достигнутых в современных бескомпрессорных дизелях при полной нагрузке:

$$\eta_i = 0,42 \div 0,48; \quad \eta_e = 0,35 \div 0,40; \quad \eta_m = 0,8 \div 0,9;$$

$$b_i = 0,049 \div 0,057 \text{ г/кДж [175—205 г/(кВт·ч)]};$$

$$b_e = 0,060 \div 0,066 \text{ г/кДж [217—238 г/(кВт·ч)]}.$$

§ 58. Тепловой баланс двигателей

Для выяснения общей картины распределения тепла в д. в. с. составляется тепловой баланс, который обычно представляет собой распределение тепла Q_H^p , выделяющегося при полном сгорании 1 кг жидкого топлива или 1 м³ газообразного топлива, отнесенного к нормальным условиям.

Количество тепла Q_H^p распределяется следующим образом: Q_e затрачивается на совершение работы; Q_o отдается охладителю — воде или воздуху; Q_z уносится газами, уходящими из цилиндра д. в. с.; Q_c отдается смазочному маслу; $Q_{x.н}$ не используется вследствие химической неполноты сгорания; $Q_{ост}$ — остаточный член, определяющий неучтенные потери (излучение в окружающую среду и др.).

Таким образом, уравнение теплового баланса:

$$Q_H^p = Q_e + Q_o + Q_z + Q_c + Q_{x.н} + Q_{ост}.$$

Обычно опытным путем определяются Q_H^p , Q_e , Q_o , Q_z , Q_c , $Q_{x.н}$, а $Q_{ост}$ определяется из последнего уравнения. Характеристики отдельных статей теплового баланса даны в табл. II.2.

Т а б л и ц а 11.2. Примерные значения статей теплового баланса д. в. с.

Статьи баланса	Типы двигателей	
	Карбюраторные и газовые двигатели	Дизели
Количество тепла, переведенного в полезную работу	21—30%	30—40%
Количество тепла, отдаваемого охладителю	15—25%	20—35%
Количество тепла, уносимого отходящими газами	30—50%	25—45%
Количество тепла, отдаваемого смазочному маслу Количество тепла, не используемого вследствие химической неполноты сгорания Количество тепла, учитываемого остаточным членом теплового баланса	8—15%	5—8%

Г Л А В А 16

СМЕСЕОБРАЗОВАНИЕ И ВОСПЛАМЕНЕНИЕ В ДВИГАТЕЛЯХ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 59. Смесеобразование в карбюраторных и газовых двигателях

Образование горючей смеси у карбюраторных двигателей происходит в карбюраторах, а у газовых двигателей — в смесителях.

Карбюраторы. В авиационных и некоторых транспортных карбюраторных двигателях применяются беспоплавковые карбюраторы. В других типах двигателей применяются поплавковые карбюраторы. На рис. 11.99 представ-

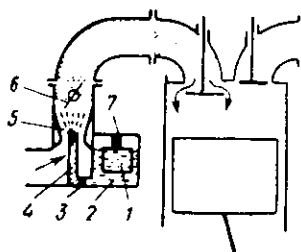


Рис. 11.99. Схема элементарного карбюратора

лена схема элементарного (простейшего) карбюратора. В поплавковую камеру 2 из топливного бачка поступает топливо, уровень которого поддерживается постоянным при помощи поплавка 1 с иглой 7. Поплавковая камера сообщается с окружающей средой, так что топливо в камере находится под атмосферным давлением.

При движении поршня к н. м. т. атмосферный воздух проходит через диффузор 5. Под действием разности давлений в поплавковой камере и диффузоре топливо из поплавковой камеры через специальное калиброванное отверстие 3, называемое жиклером, и распылитель 4 поступает в диффузор. Топливо распадается при этом на мелкие капли, перемешивается с воздухом и испаряется в нем. Образующаяся горючая смесь — смесь топлива с воздухом поступает в двигатель.

Для улучшения испарения топлива, особенно в зимнее время, горючую смесь подогревают во впускном трубопроводе. Количество горючей смеси, поступающей в двигатель, а следовательно, мощность двигателя регулируется дроссельной заслонкой 6.

В элементарном карбюраторе смесь необходимого состава образуется при некотором открытии дроссельной заслонки, при большем ее открытии смесь становится более богатой топливом, особенно при малых и средних нагрузках, т. е. не обеспечивается нужный состав смеси. В то же время в этом карбюраторе нельзя получить необходимый состав смеси при пуске, холостом ходе и форсированной работе двигателя. Поэтому для обеспечения

должного состава смеси на всех режимах работы двигателя элементарный карбюратор дополняется рядом специальных приспособлений. На примере одного из карбюраторов, принципиальная схема которого представлена на рис. II.100, выясним работу этих приспособлений *.

На рис. II.100 элементарный карбюратор дополнен компенсационной системой, состоящей из компенсационного колодца 9, соединенного в верхней части с воздушной полостью карбюратора, компенсационного жиклера 8, связывающего колодец с поплавковой камерой, и компенсационного распылителя 10.

При малых открытиях дроссельной заслонки 1 топливо поступает в диффузор через главный распылитель 11 и компенсационный распылитель 10. При дальнейшем открытии заслонки колодец 9 постепенно опорожняется, так как через компенсационный жиклер в него поступает меньше топлива,

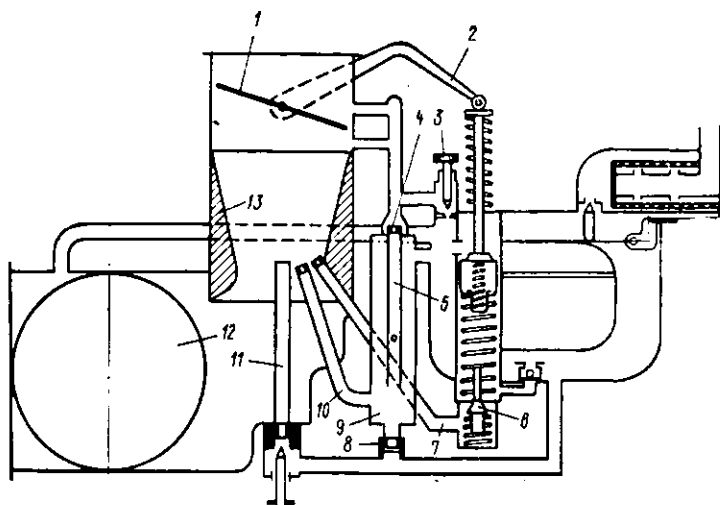


Рис. II.100. Принципиальная схема карбюратора

чем расходуется. С этого момента через распылитель 10 в диффузор поступает в виде эмульсии смесь воздуха, подсасываемого из воздушной полости карбюратора через компенсационный колодец, и постоянного количества топлива, идущего через компенсационный жиклер.

Таким образом, с момента опорожнения компенсационного колодца увеличение расхода смеси через компенсационный распылитель при увеличении открытия дроссельной заслонки происходит за счет увеличения количества воздуха в смеси при постоянном количестве топлива в ней, т. е. имеет место обеднение смеси. В то же время, как было указано при рассмотрении элементарного карбюратора, с увеличением открытия дроссельной заслонки смесь обогащается через главный распылитель. В итоге при правильном подборе диаметров жиклеров поддерживается нужный состав смеси.

При работе на холостом ходе, когда дроссельная заслонка почти полностью прикрыта, разрежение в диффузоре очень мало и топливо через главную и компенсационную системы почти не поступает. Поэтому для работы двигателя на холостом ходе карбюраторы имеют систему холостого хода. На рис. II.100 эта система состоит из трубки 5 с жиклером холостого хода 4, опущенной в компенсационный колодец. Под действием разрежения, создающегося у дроссельной заслонки при движении поршня в цилиндре, топливо из компенсационного колодца проходит по трубке 5 и жиклеру 4 в поток

* Рассматриваемый карбюратор взят в качестве примера потому, что на нем можно более просто показать принцип работы основных элементов современных карбюраторов.

воздуха, идущий из поплавковой камеры мимо регулировочного винта 3. Вследствие значительных скоростей воздуха топливо тонко распыливается, частично испаряется и образует с воздухом горючую смесь. Когда дроссельная заслонка открывается и топливо поступает через распылители 10 и 11, компенсационный колодец опоражнивается, и система холостого хода автоматически выключается.

Для развития полной мощности двигателя требуется более богатая горючая смесь, чем для получения нормальной, экономической мощности. Поэтому карбюраторы снабжаются обогатителями смеси — экономайзерами. В рассматриваемом карбюраторе обогатитель имеет механический привод. Для получения полной мощности двигателя поворачивают дроссельную заслонку в положение наибольшего открытия и тем самым посредством рычага 2 опускают клапан 6. Тогда через этот клапан и распылитель 7 экономайзера поступает дополнительное количество топлива, обогащая смесь.

При резком открытии дроссельной заслонки с целью быстрого увеличения мощности двигателя по ряду причин происходит обеднение смеси. В связи с этим в карбюраторе имеется насос-ускоритель для подачи дополнительного количества топлива при резком открытии дроссельной

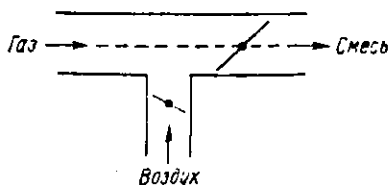


Рис. II.101. Смеситель тройникового типа

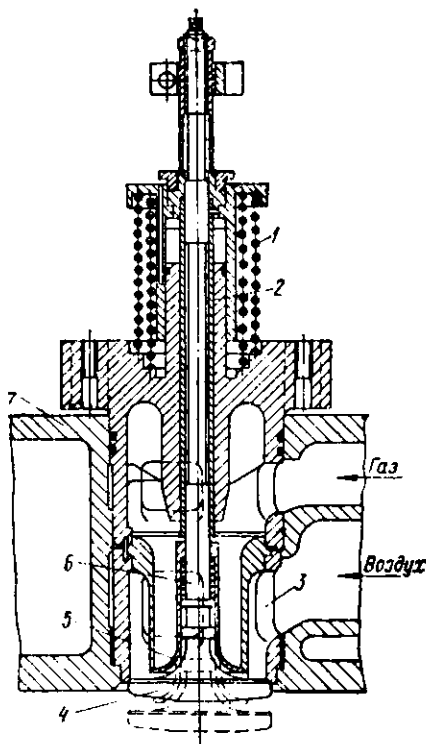


Рис. II.102. Смесительный впускной клапан

заслонки. В данном карбюраторе насос-ускоритель конструктивно объединен с обогатителем и резкое открытие дроссельной заслонки сопровождается поступлением дополнительного количества топлива через клапан 6 и распылитель 7.

При пуске холодного двигателя и его прогреве требуется более богатая смесь, чем при нормальной работе. Поэтому карбюраторы снабжаются воздушной заслонкой. Когда воздушная заслонка 12 (рис. II.100) прикрывается, разрежение в диффузоре 13 увеличивается и через распылители поступает большее количество топлива; вместе с уменьшением количества поступающего воздуха это в нужной степени обогащает смесь.

Смесители. Горючая смесь для газовых двигателей образуется в смесителях, конструкции которых разнообразны. В маломощных быстроходных двигателях вследствие больших скоростей газа и воздуха удовлетворительное смесеобразование достигается в простейшем смесителе тройникового типа (рис. II.101). Газ подводится к одному отверстию, воздух — к другому, а смесь из третьего отверстия поступает в цилиндр двигателя, когда открыта дроссельная заслонка. При этом в многоцилиндровых двигателях обычно устанавливается общий смеситель на все цилиндры. В таком случае смесь образуется в общем коллекторе, откуда по отдельным патрубкам подводится к цилиндрам.

В двигателях большой и средней мощности перемешиваются значительные объемы газа и воздуха. Общими смесителями в таких условиях трудно обеспечить одинаковый состав и количество смеси для каждого цилиндра. Кроме того, при неправильно отрегулированном составе смеси или неполадках в работе органов газораспределения возможно воспламенение смеси при входе в цилиндр. Тогда пламя передается в коллектор смеси и произойдет авария. По указанным причинам в двигателях большой и средней мощности применяются индивидуальные смесители для каждого цилиндра, часто выполняемые в форме сложного впускного клапана. Последний konstruiруется таким образом, что в начале его открытия в цилиндр поступает воздух, а затем смесь. Этим предотвращается возможность воспламенения смеси при входе в цилиндр.

На рис. II.102 представлена одна из конструкций таких клапанов. Когда под воздействием приводного механизма опускается клапан 4, в цилиндр по каналу 3, устроенному в крышке 7, поступает воздух. Затем гильза 2, сидящая на штоке клапана 4 и опускающаяся вместе со штоком, нажимает на газовый клапан 5 и опускает его. Газ получает доступ в цилиндр. Таким образом, смесь газа с воздухом образуется непосредственно при проходе в цилиндр. Возврат клапанов в исходное положение происходит под действием пружин 1 и 6, сжатых при ходе клапанов вниз.

§ 60. Зажигание в карбюраторных и газовых двигателях

Зажигание в карбюраторных и газовых двигателях производится электрической искрой, проскакивающей в искровом промежутке свечи зажигания.

Свеча зажигания, изображенная на рис. II.103, состоит из стального корпуса 4 с резьбой. В корпусе закреплен слюдяной или фарфоровый изолятор 3, внутри которого проходит центральный электрод 1. В корпусе свечи укреплены боковые электроды 2. Свеча ввинчивается в крышку или корпус двигателя, так что электроды 1 и 2 выходят в камеру сгорания двигателя. Ток высокого напряжения подводится к центральному электроду 1. Искра проскакивает искровой промежуток между электродами 2 и 1 и воспламеняет смесь.

Источником электрической энергии высокого напряжения служат аккумуляторная батарея или магнето высокого напряжения двух основных типов: с вращающимся якорем и с вращающимся магнитом. Соответственно этому различают два вида зажигания: батарейное и зажигание от магнето. Общим и основным элементом при обоих способах зажигания является индукционная катушка (катушка зажигания, бобина), состоящая из железного сердечника с намотанными на него обмотками: первичной, представляющей собой небольшое число витков толстой проволоки, и вторичной, представляющей собой большое число витков тонкой проволоки. Конец одной обмотки непосредственно или через массу (корпус двигателя) соединен с концом другой обмотки.

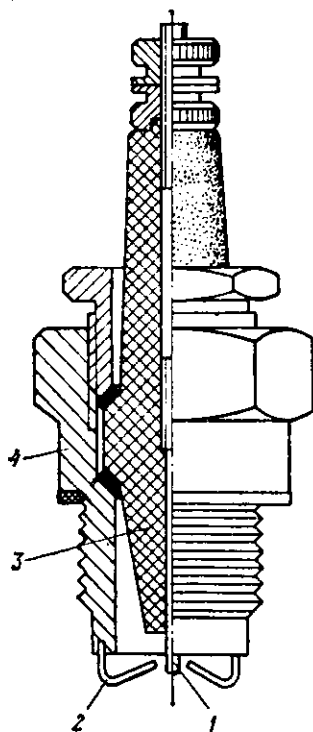


Рис. II.103. Свеча зажигания

При батарейном зажигании в первичную обмотку поступает ток низкого напряжения. В большинстве установок в настоящее время источником тока низкого напряжения является генератор постоянного тока, приводимый от вала двигателя. Аккумуляторная батарея, соединенная с генера-

тором параллельно, подает ток при пуске двигателя и на малых числах оборотов. Подзарядка батареи производится генератором. Ток, поступающий в первичную обмотку, при замыкании контактов создает магнитное поле, силовые линии которого замыкаются через сердечник, пронизывая витки обеих обмоток (рис. II.104). Увеличивающееся вместе с нарастанием тока магнитное поле индуцирует в витках первичной обмотки электродвижущую силу (э. д. с.) самоиндукции — порядка 20—30 В. Вместе с этим индуцируется э. д. с. и во вторичной обмотке — порядка 1000—1500 В.

При зажигании от магнето ток в первичной обмотке возникает за счет э. д. с. индуцированной в магнитном поле постоянного магнита. Наиболее распространенным типом в настоящее время является магнето с вращающимся магнитом. Когда магнит вращается, магнитный поток, проходящий через сердечник индукционной катушки, изменяется как по величине, так и по направлению. Вследствие этого в витках обмоток индуцируется э. д. с. порядка 20—30 В в первичной обмотке и 1000—1500 В — во вторичной.

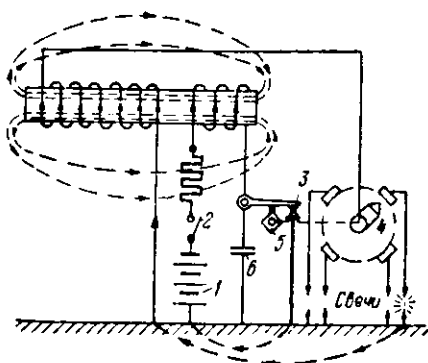


Рис. II.104. Принципиальная схема батарейного зажигания

Э. д. с., наведенная в витках первичной обмотки, при обоих способах зажигания вызывает в ней ток, поскольку первичная обмотка замкнута. Э. д. с., наведенная в витках вторичной обмотки, тока в ней не вызывает, так как напряжение 1000—1500 В недостаточно для пробоя искрового промежутка свечи.

Когда в очередном цилиндре должно произойти зажигание, специальный прерыватель размыкает цепь первичной обмотки.

Тогда первичный ток и созданный им магнитный поток исчезают. Быстрое исчезновение магнитного потока индуцирует э. д. с., составляющую в первичной обмотке 200—300 В, а во вторичной 15 000—20 000 В. Этого напряжения достаточно, чтобы пробить искровой промежуток свечи, и поэтому во вторичной обмотке возникает ток высокого напряжения.

На рис. II.104 представлена принципиальная схема батарейного зажигания. Ток от источника тока низкого напряжения 1 идет в первичную обмотку индукционной катушки через ручной выключатель зажигания 2, когда последний замкнут, и отсюда через прерыватель при замкнутых его контактах 3 и массу возвращается в источник тока. Один конец вторичной обмотки индукционной катушки соединен с массой, а второй ее конец подводится к вращающемуся ротору (бегунку) 4 распределителя зажигания. В момент, когда в очередном цилиндре должно произойти зажигание, кулачок 5, сидящий на общем валу с ротором 4 и получающий движение от распределительного вала двигателя, прерывает контакты 3 первичной цепи. Возникающий при этом во вторичной обмотке ток высокого напряжения ротором 4 подводится к неподвижным контактам, запрессованным в крышке распределителя. К этим контактам подходят провода от центральных электродов свеч. Пройдя по этим электродам, ток через боковые электроды и массу возвращается во вторичную обмотку.

Во всех схемах зажигания параллельно прерывателю включается конденсатор 6, назначение которого следующее. При размыкании контактов в первичной обмотке, как было указано, возникает э. д. с., достигающая 200—300 В. Эта э. д. с. вызывает, во-первых, сильную искру между контактами прерывателя и их обгорание в момент разрыва цепи и, во-вторых, будучи направлена в ту же сторону, что и первичный ток, стремится задержать исчезновение последнего, вследствие чего уменьшается напряжение вторичного тока. Наличие конденсатора исключает эти нежелательные явления.

§ 61. Смесеобразование и воспламенение в дизелях

В дизелях топливо через форсунку в мелко распыленном состоянии поступает в камеру сгорания и образует смесь со сжатым воздухом, которая воспламеняется и сгорает вследствие высокой температуры воздуха. Чем тоньше распылено топливо и чем лучше оно перемешивается с воздухом в камере сгорания, что существенно зависит и от конструкции последней, тем полнее сгорание и эффективнее работа двигателя. Для выполнения этой основной задачи применяются различные конструкции дизелей.

Все современные дизели являются бескомпрессорными. В зависимости от конструкции камеры сгорания они могут быть разделены на дизели с неразделенной камерой сгорания, иначе однокамерные дизели, и дизели с разделенной камерой сгорания. К последним относятся предкамерные, вихрекамерные и воздушного камерные дизели. Воздушного камерные дизели в настоящее время применяются редко.

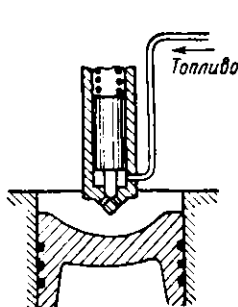


Рис. II.105. Схема однокамерного дизеля

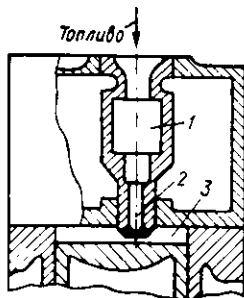


Рис. II.106. Схема предкамерного дизеля

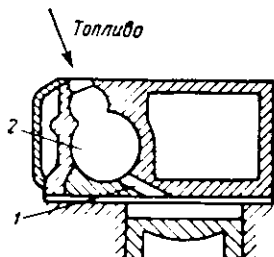


Рис. II.107. Схема вихрекамерного дизеля

Однокамерные дизели. На рис. II.105 представлена схема однокамерного дизеля с одним из типов камер сгорания над поршнем. Воздух, поступивший в дизель, при движении поршня к в. м. т. сжимается. Вблизи в. м. т. в камеру сгорания через форсунку топливным насосом под давлением 25,0—30,0 МПа (255—306 кгс/см²) и выше впрыскивается топливо. Диаметр отверстий в форсунке 0,15—0,45 мм, поэтому топливо мелко распыливается и, смешиваясь со сжатым воздухом, воспламеняется и сгорает. Образовавшиеся газы расширяются, производя работу, и затем удаляются.

Предкамерные дизели. На рис. II.106 показана схема предкамерного дизеля. Камера сгорания разделена здесь на две части: предкамеру 1 и основную камеру 3 над поршнем. Камеры соединены каналом 2. Объем предкамеры составляет 25—35% общего объема камеры сгорания. Воздух, сжимаемый движущимся вверх поршнем, заполняет основную камеру и предкамеру. Вблизи в. м. т. поршня в предкамеру через форсунку топливным насосом впрыскивается распыленное топливо. Ввиду сравнительно небольшого объема предкамеры в ней сгорает лишь часть топлива, впрыскиваемого на один цикл работы. В результате сгорания топлива давление в предкамере растет, и образующиеся газы вместе с несгоревшим топливом выбрасываются в основную камеру сгорания. При этом благодаря большим скоростям истечения топливо дополнительно распыливается, хорошо смешивается с воздухом и сгорает в основной камере сгорания 3 над поршнем. Образующиеся газы производят работу и затем удаляются.

Наличие предкамеры позволяет подавать топливо насосом под сравнительно небольшим давлением — обычно 8,0—10,0 МПа (82—102 кгс/см²).

Недостаток предкамерных дизелей — трудность пуска и несколько пониженная экономичность.

Вихрекамерные дизели. На рис. II.107 представлена схема вихрекамерного дизеля. Воздух, сжимаемый поршнем, выбрасывается по тангенциаль-

ному каналу 1 в вихревую камеру 2, совершая в ней вихревые движения. Топливо, подаваемое насосом под давлением 10—15 МПа (102—153 кгс/см²) через форсунку в вихревую камеру, хорошо перемешивается с воздухом и частично сгорает. Несгоревшее топливо и продукты сгорания поступают из камеры 2 в камеру над поршнем, где и завершается сгорание топлива. Газы, произведя работу, удаляются. Объем вихревой камеры составляет 50—70% общего объема камеры сгорания. Вихрекамерным дизелям присущи те же недостатки, что и предкамерным.

§ 62. Перевод дизелей на газообразное топливо

В ряде случаев может оказаться целесообразным перевод двигателей с жидкого топлива на газообразное. Наиболее просто это может быть осуществлено в карбюраторных двигателях, рабочий процесс которых сходен с рабочим процессом газовых двигателей. Перевод дизелей на газообразное топливо может быть осуществлен двумя способами: переоборудованием дизелей в газовый двигатель с внешним смесобразованием; переоборудованием дизелей в газожидкостный двигатель. Первый способ требует коренных изменений в двигателе. Второй способ является более простым — добавляется смесительное устройство и несколько изменяется регулирование.

Газожидкостные двигатели являются универсальными и могут работать как на жидком, так и на газообразном топливе. Принцип работы газожидкостных двигателей следующий. При работе на газообразном топливе в цилиндр из смесителя поступает смесь топлива с воздухом, которая затем сжимается. В конце сжатия в цилиндр впрыскивается через форсунку запальное жидкое топливо. Воспламеняясь, это топливо образует очаги зажигания, от которых воспламеняется сжатая горючая смесь в цилиндре. Образующиеся газы производят работу и удаляются. При работе на жидком топливе двигатель представляет собой дизель.

Количество запального жидкого топлива составляет обычно 5—10% от расхода топлива при работе двигателя на полной мощности только на жидком топливе. Если топливный насос не может устойчиво работать при таком малом количестве запального топлива, то могут быть установлены два насоса: один — для подачи запального жидкого топлива, другой — для подачи топлива при работе двигателя только на жидком топливе. Это применено в некоторых конструкциях.

Мощность двигателя при переоборудовании его в газожидкостный не снижается при работе на высококалорийном газе и снижается не более чем на 10—15% при работе на генераторном газе.

Газожидкостные двигатели могут быть получены путем перевода двигателей с жидкого топлива на газообразное, а также построены заново в качестве универсальных двигателей.

ГЛАВА 17

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТОПЛИВОПОДАЧИ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 63. Системы питания двигателей

В карбюраторных двигателях топливо из бака поступает в поплавковую камеру карбюратора самотеком или подается подкачивающим топливным насосом.

В газовых двигателях подвод газа к двигателю зависит от состава газа и способа смесеобразования. В двигателях с внешним смесеобразованием газ поступает в смеситель. Если двигатель работает на генераторном газе,

то поступление газа происходит под всасывающим действием поршня. При работе двигателя на природном или другом газе, находящемся под высоким давлением, газ предварительно проходит редукционный клапан для снижения давления. Кроме того, на пути газа ставится регулятор давления для поддержания давления постоянным. В газобаллонных транспортных установках питание двигателя производится сжатым газом, накаченным в баллоны под давлением до 20 МПа (204 кгс/см²). В этом случае газ перед поступлением в смеситель проходит через подогреватель и редуктор. В процессе понижения давления в редукторе газ охлаждается, и влага, содержащаяся в газе, может превратиться в кусочки льда. Поэтому перед редуктором ставится подогреватель, обогреваемый отработавшими газами двигателя.

В газовых двигателях с внешним смесеобразованием применяются также сжиженные газы, т. е. газы, которые при обычных температурах и сравнительно невысоких давлениях — порядка 1,5—1,6 МПа (15,3—16,3 кгс/см²) представляют собой жидкости. К ним относятся этан, пропан, бутан, этилен, пропилен, бутилен. Обычно применяются пропано-бутиленовые смеси с примесью других газов. При питании двигателя сжиженным газом перед редуктором ставится испаритель, обогреваемый отработавшими газами или охлаждающей водой двигателя.

В газовых двигателях с внутренним смесеобразованием газ подается в цилиндр под давлением и смеситель отсутствует. Генераторный газ применяется в этом случае редко, так как требуется специальный компрессор для повышения давления газа, что усложняет установку. Поэтому применяются в первую очередь природный, сжатый и сжиженный газы.

В дизелях топливо из бака подкачивающим насосом подается через фильтры грубой и тонкой очистки к насосу высокого давления, который подает его в форсунки двигателя.

Из перечисленных элементов топливоподачи д. в. с. ниже рассматриваются топливные насосы высокого давления и форсунки бескомпрессорных дизелей.

§ 64. Топливные насосы

Наибольшее распространение в современных бескомпрессорных дизелях имеют золотниковые топливные насосы. Такой насос, состоящий из двух одинаковых элементов, каждый из которых подает топливо в отдельный цилиндр, показан на рис. 11.108.

На кулачковом валу 1, получающем движение от распределительного вала двигателя, насажен кулачок 2, сообщающий восходящее движение плунжеру 4 насоса. Плунжер имеет специальную выточку, так что в верхней части создается косая кромка (I, II, на рис. 11.108). Эта кромка производит отсечку нагнетания, поэтому называется также отсечной кромкой. При движении плунжера под действием пружины 3 вниз над ним создается разрежение, и, когда он своей верхней кромкой откроет окна 5 и 7 во втулке, топливо из подводящего канала поступает в надплунжерное пространство.

При движении плунжера под действием кулачка вверх топливо вытесняется через окна 5 и 7 обратно до тех пор, пока плунжер не закроет окна. С этого момента дальнейшим движением плунжера вверх топливо через нагнетательный клапан 6 нагнетается к форсунке и дальше в цилиндр. Нагнетание топлива происходит до момента, когда косая (отсечная) кромка плунжера откроет окно 7. Окно 5 при движении плунжера вверх остается закрытым, так как кромка против него имеет большую величину (I на рис. 11.108). С момента открытия окна 7 при дальнейшем движении плунжера вверх нагнетание уже не происходит, так как топливо через продольную канавку 12 и окно 7 поступает снова в подводящий канал насоса. Изменение дозы подаваемого топлива производится поворотом плунжера (I—III на рис. 11.108).

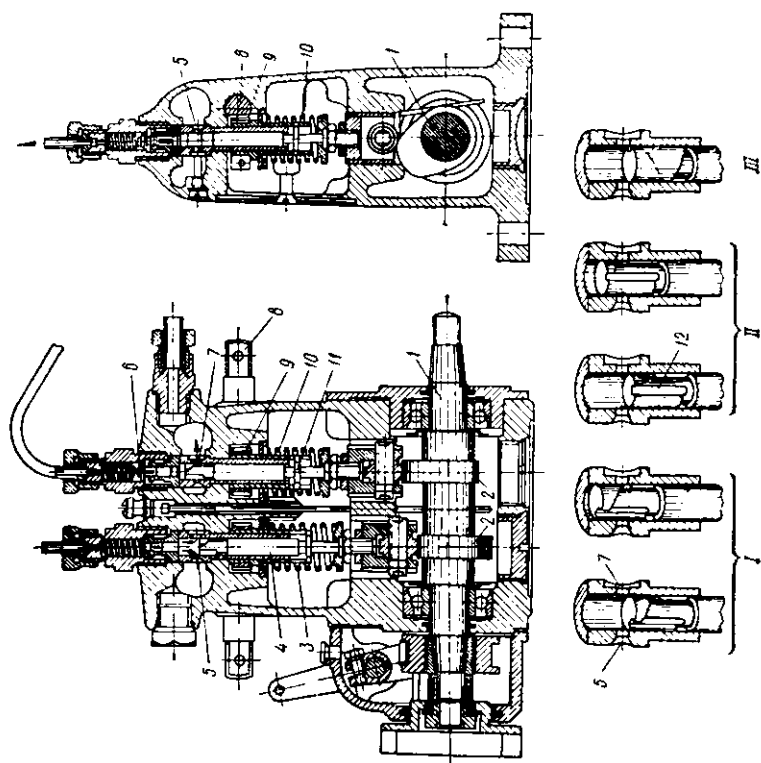


Рис. 11.108. Топливный насос золотникового типа бескомпрессорного дизеля

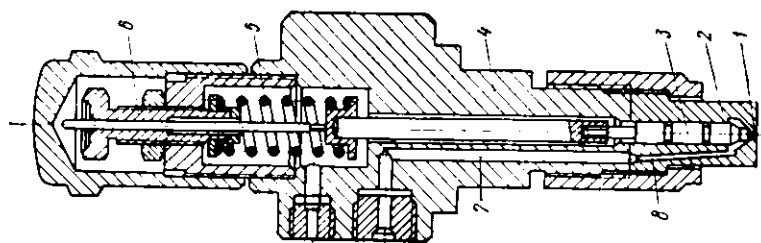


Рис. 11.109. Закрытая форсунка бескомпрессорного дизеля

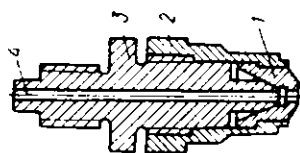


Рис. 11.110. Схема открытой форсунки

§ 65. Форсунки

Имеются два типа форсунок дизелей: закрытые и открытые. На рис. II.109 представлена закрытая форсунка бескомпрессорного дизеля. Топливо, нагнетаемое под высоким давлением топливным насосом, поступает по каналу 7 в корпусе 4 форсунки и по каналу 8 в распылителе 2 к игле распылителя 3. Существуют распылители различных конструкций, с одним или несколькими распыливающими (сопловыми) отверстиями малого диаметра — порядка 0,15—0,45 мм. Игла распылителя пружиной 5 прижимается к седлу 1, причем площадь сечения цилиндрической части иглы больше опорной поверхности седла. Поэтому давлением топлива игла приподнимается, и топливо проходит через распыливающие отверстия в камеру сгорания двигателя. Регулирование давления, под действием которого поднимается игла, осуществляется изменением натяжения пружины 5 с помощью болта 6. Когда в насосе происходит всасывание и подача топлива насосом прекращается, давление в полости форсунки падает, игла под действием пружины садится на седло и прекращает доступ топлива в двигатель.

На рис. II.110 дана схема открытой форсунки. Топливо, нагнетаемое насосом по каналу 4 в корпусе 3 форсунки, вытекает через сопловые отверстия распылителя 1 в камеру сгорания двигателя. Корпус и распылитель стянуты гайкой 2. Отсечка подачи топлива производится топливным насосом. Полость форсунки постоянно сообщена с цилиндром двигателя. Это приводит к подтеканию топлива после прекращения его впрыска, что ухудшает работу двигателя.

Полость закрытой форсунки сообщена с цилиндром только в период впрыска топлива. Поэтому явление подтекания здесь отсутствует. В силу этого закрытые форсунки получили на дизелях наибольшее распространение.

Подтекание в открытых форсунках уменьшается при уменьшении объема топлива между топливным насосом и распыливающими отверстиями форсунки. Это достигается, в частности, объединением насоса и форсунки в едином агрегате под названием насос-форсунка.

ГЛАВА 18

СМАЗКА И ОХЛАЖДЕНИЕ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 66. Смазка двигателей

Условия работы различных частей тепловых двигателей различны, поэтому различны и требования, предъявляемые к смазочным маслам для этих частей.

Для смазки внутренних поверхностей цилиндров стационарных, автомобильных и тракторных д. в. с. применяются автолы 6, 10 и 18, дизельное масло разных марок, машинное СУ и моторное масло.

Для смазки наружных частей д. в. с. — подшипников, регуляторов, привода механизма газораспределения и др. — применяется машинное масло марок С, Л, СУ и СВ.

Ниже рассматриваются основные способы смазки двигателей.

Смазка масленками. Этот способ применяется для смазки наружных деталей д. в. с. Наиболее распространенными масленками являются фитильная и игольчатая.

В фитильной масленке масло из резервуара — металлического или из прозрачной пластмассы — по фитилю каплями стекает на трущиеся поверхности.

В игольчатой масленке (рис. II.111) масло из резервуара через фильтр 3 и отверстие 4 поступает внутрь трубки 2. При подъеме иглы масло стекает

к месту смазки. Игла поднимается с помощью головки 1. Смотровые окна 5 позволяют следить за подачей масла.

Часто применяется центральная смазка масленками. Вместо отдельных масленок, устанавливаемых в различных точках, ставится общая масленка, от которой масло разводится по трубкам к смазываемым местам.

Смазка под давлением. Этот способ применяется для смазки цилиндров д. в. с. Масло под давлением подается через особые отверстия в стенках цилиндра к боковой поверхности поршня. Попав в промежутки между поршневыми кольцами, масло разносится ими по всей поверхности трения. Для подачи масла под давлением чаще всего применяются механические лубрикаторы (плунжерные насосы).

Смазка разбрызгиванием. Как самостоятельный способ смазки он применяется для д. в. с. небольшой мощности. Масло, залитое в картер, распыли-

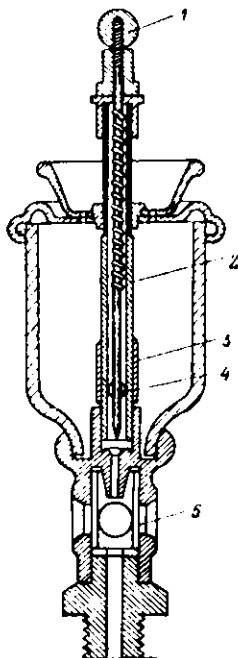


Рис. II.111. Игольчатая масленка

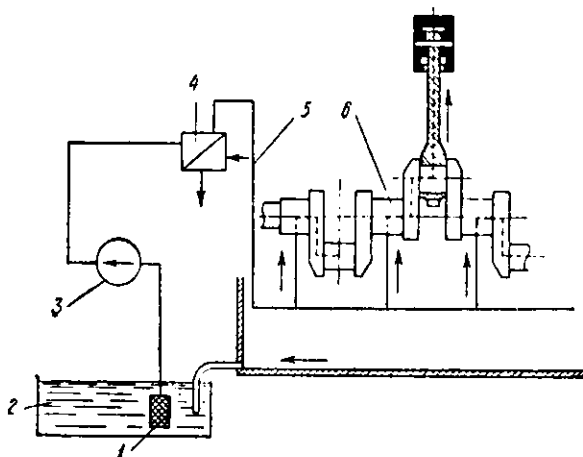


Рис. II.112. Схема циркуляционной смазки стационарного д. в. с.

вается, разбрызгивается ударами колен (кривошипов) вала и нижних головок шатунов и поступает на смазку. Для крупных д. в. с. этот способ часто комбинируется с циркуляционной смазкой.

Циркуляционная смазка. Схема такой смазки стационарного д. в. с. в сочетании со смазкой разбрызгиванием приведена на рис. II.112. Масляный насос 3 подает масло из масляного бака 2 через фильтр 1 и маслоохладитель 4 в маслопровод 5. По ответвлениям от маслопровода масло подводится к коренным подшипникам коленчатого вала 6, а через сверления в щеках и шейке колен поступает на смазку шейки (шатунного подшипника). Далее через сверления в шатуне оно поступает на смазку поршневого пальца.

Масло в картере разбрызгивается ударами головок шатунов и колен вала, образуя густой туман, смазывающий внутреннюю поверхность цилиндра — смазка разбрызгиванием. Отработавшее масло стекает в картер, а отсюда в масляный бак.

§ 67. Охлаждение двигателей

Имеются два способа охлаждения: воздушное и жидкостное. Воздушное охлаждение является более простым, однако при таком способе трудно получить равномерную температуру стенок цилиндра. Поэтому воздушное охлаждение осуществляется у двигателей с небольшими размерами цилиндров, работающих в условиях, когда может быть обеспе-

чено достаточно хорошее обтекание их воздухом. Такие условия имеются, например, в мотоциклетных и авиационных двигателях.

Жидкостное охлаждение двигателей осуществляется чаще всего водой. Для двигателей, работающих при низких температурах, применяются жидкости, замерзающие при низких температурах, — антифризы.

Охлаждаются цилиндры, крышки, а в крупных двигателях также выпускные клапаны и поршни. Цилиндры выполняются с двойными стенками, образующими водяные рубашки, внутри которых протекает охлаждающая вода. Из рубашек вода поступает в крышки и, охладив их, а в крупных двигателях охладив также выпускные клапаны, удаляется. Охлаждение поршней производится часто маслом, участвующим в общей системе смазки двигателя.

Движение охлаждающей воды осуществляется обычно насосом, так как естественная циркуляция из-за малой высоты столбов воды большей частью оказывается недостаточной.

Вода, охладившая двигатель, сбрасывается или используется вновь для охлаждения. В первом случае — *проточном* охлаждении — вода поступает из источника водоснабжения (река, озеро) и после охлаждения двигателя сбрасывается в тот же источник. Во втором случае — *оборотном*, или *циркуляционном*, охлаждении — вода после охлаждения двигателя проходит специальные устройства, в которых охлаждается и снова поступает на охлаждение двигателя.

Проточное охлаждение проще по устройству и в некоторых случаях позволяет удобно утилизировать тепло, отдаваемое охлаждающей воде. Однако, такое охлаждение требует больших источников водоснабжения и хорошего качества охлаждающей воды. В большей части типов современных двигателей и в двигателях наземного транспорта применяется циркуляционное охлаждение.

В последнее время находит применение *высокотемпературное* охлаждение двигателей, при котором охлаждающая вода кипит и испаряется.

Охлаждение охлаждающей (циркуляционной) воды часто производится при помощи радиаторов. Трубчатый радиатор представляет собой систему трубок, объединенных сверху и снизу коллекторами. Для увеличения поверхности охлаждения трубки снабжаются большим количеством поперечных пластин. Горячая вода поступает в верхний коллектор радиатора, охладившаяся удаляется из нижнего. Охлаждение производится потоком воздуха, омывающего радиатор.

Охлаждение циркуляционной воды с помощью прудов, брызгальных бассейнов и градирен осуществляется так, как было описано на стр. 201—202.

§ 68. Использование отработавшей энергии двигателей

В д. в. с. охлаждающая вода уносит в среднем около 25%, а отработавшие газы — около 35% тепла, выделяющегося при сгорании топлива. Использование этого тепла является очень важной и в то же время довольно трудной задачей.

Трудности заключаются в том, что, во-первых, низка температура охлаждающей воды, покидающей двигатель ($40\text{--}50^\circ\text{C}$), во-вторых, низка температура отходящих газов ($400\text{--}600^\circ\text{C}$ при полной нагрузке) и они загрязнены сажей и парами смазочного масла. По этим причинам энергию отработавших газов и охлаждающей воды (отработавшую энергию) в д. в. с. не всегда используют.

Для использования энергии охлаждающей воды следует предварительно повысить ее температуру, так как вода с температурой $40\text{--}50^\circ\text{C}$ может быть непосредственно использована лишь для ограниченных целей.

Повышение температуры воды можно производить нагревом ее в специальных котлах отработавшими газами. Такие котлы носят название котлов-

утилизаторов. По конструкции они делятся на водотрубные и газотрубные. В водотрубных котлах-утилизаторах вода движется внутри труб, в газотрубных — вне их. Более распространенными являются газотрубные котлы.

Для получения достаточно компактных котлов-утилизаторов температура газов, покидающих котел, не должна быть меньше $100\text{--}120^\circ\text{C}$. В силу этого с учетом сравнительно низких температур газов и охлаждающей воды, поступающих в котел, в котлах-утилизаторах удается получить или пар с давлением $0,1\text{--}0,3\text{ МПа}$ ($1,02\text{--}3,06\text{ кгс/см}^2$), а у крупных газовых двигателей — с давлением $1,5\text{--}1,6\text{ МПа}$ ($15,3\text{--}16,3\text{ кгс/см}^2$), или горячую воду с температурой $70\text{--}80^\circ\text{C}$.

В котлах-утилизаторах используется примерно половина энергии отработавших газов. За счет этой энергии удается испарить около $2\text{--}3\%$ охлаждающей воды или подогреть $40\text{--}50\%$ этой воды до температуры порядка 80°C .

При высокотемпературном охлаждении двигателей могут применяться различные схемы использования энергии охлаждающей воды и отработавших газов.

ГЛАВА 19

СВОБОДНОПОРШНЕВЫЕ ДВИГАТЕЛИ. КЛАССИФИКАЦИЯ И КОНСТРУКЦИЯ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 69. Свободнопоршневые двигатели

Свободнопоршневые двигатели развиваются в основном в двух направлениях: в качестве генератора газа для газовой турбины, называемого свободнопоршневым генератором газа (СПГГ); в качестве компрессорного агрегата, называемого свободнопоршневым дизель-компрессором (СПДК).

В обоих случаях свободнопоршневой двигатель представляет собой двухтактный дизель с прямоточной продувкой и двумя движущимися в противоположных направлениях поршнями.

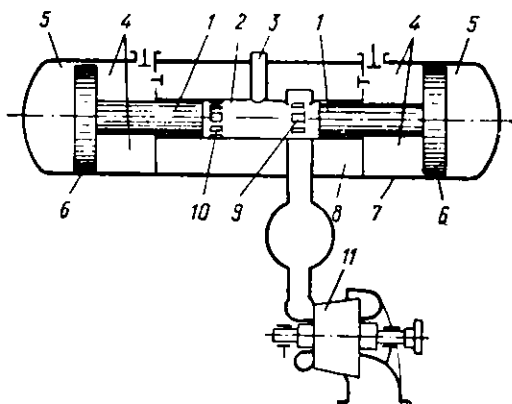


Рис. II.113. Газотурбинная установка с СПГГ

При расширении газов в цилиндре 2 двигателя (рис. II.113) поршни движутся от в. м. т. к н. м. т. — в стороны от середины цилиндра. В это время происходит всасывание воздуха в полости 4 компрессорных цилиндров 7 и сжатие воздуха в полостях 5.

Когда поршни 1 двигателя перемещаются к н. м. т., правый поршень открывает выпускные окна 9 в цилиндре и отработавшие газы удаляются из цилиндра. Затем левый поршень открывает продувочные окна 10, через которые из продувочного ресивера 8 поступает воздух на продувку и наполнение цилиндра. Обратный ход поршней происходит под действием воздуха,

Свободнопоршневые генераторы газа. По краям цилиндра двигателя в СПГГ расположены буферные полости 5 (рис. II.113). Поршни 1 двигателя жестко соединены с поршнями 6 компрессора и движутся без механического ограничения хода. Симметричность перемещения правой и левой групп поршней обеспечивается специальным механизмом синхронизации (рис. II.114), который может использоваться также для привода топливного насоса и других вспомогательных устройств.

расширяющегося в полостях 5. При этом движении компрессорные поршни 6 сжимают воздух в полостях 4 и подают его под давлением 0,4—0,7 МПа (4,08—7,1 кгс/см²) в продувочный ресивер. Поршни же 1 двигателя, после того как они закрывают продувочные и выпускные окна, сжимают воздух, оставшийся в цилиндре 2 двигателя. У в. м. т. в цилиндр впрыскивается через форсунку 3 мелко распыленное жидкое топливо, которое воспламеняется и сгорает в сжатом воздухе. Образовавшиеся продукты сгорания сообщают поршням ход к н. м. т., и работа установки повторяется.

Смесь отработавших газов и продувочного воздуха, покидающая цилиндр двигателя, может быть использована в качестве рабочего тела в газовой турбине 11. В этом случае свободнопоршневой двигатель является одним из элементов комбинированной теплосиловой установки, называемой газотурбинной установкой с СПГГ. Такие установки обладают рядом положительных качеств, вследствие чего они получают применение на электрических станциях, судах, локомотивах и т. д.

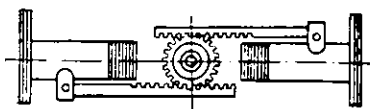


Рис. II.114. Механизм синхронизации

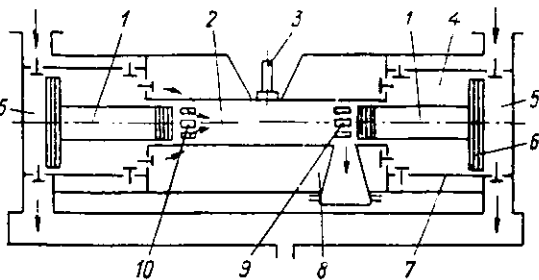


Рис. II.115. Схема СПДК

Газотурбинные установки с СПГГ рассмотренного типа марки GS-34 с турбиной мощностью 736 кВт серийно выпускаются фирмой «Сигма» (Франция). Их основные данные: число циклов в минуту 610; максимальный ход каждой группы поршней 440 мм; диаметр цилиндра двигателя 340 мм; диаметр цилиндра компрессора 900 мм; давление газа перед турбиной до 0,45 МПа (4,6 кгс/см²); температура газа 450—500° С. Проектируются установки мощностью 24 МВт с блоками по 6 и 12 МВт. Блок 12 МВт состоит из шестнадцати СПГГ и двух газовых турбин по 6 МВт.

Луганский тепловозостроительный завод создал газотурбинную установку с СПГГ типа ОР-95 мощностью 2722 кВт (3700 л. с.), предназначенную для привода центробежного насоса 24ЕД14×1. Давление газа перед турбиной 0,43 МПа (4,4 кгс/см²), температура 490° С. Установка имеет семь СПГГ, из которых один резервный.

Свободнопоршневые дизель-компрессоры. На рис. II.115 представлена схема СПДК. При движении поршней в цилиндре 2 двигателя от в. м. т. к н. м. т. происходит всасывание воздуха в полости 4 компрессорных цилиндров 7 и сжатие воздуха в полостях 5. Таким образом, буферными полостями в СПДК служат вредные пространства 5 компрессорных цилиндров 7. Часть сжатого воздуха, которая должна быть отдана потребителям воздуха, направляется к ним из полостей 5. Другая часть сжатого воздуха сообщает поршням ход к в. м. т. В остальном работа описанного типа СПДК аналогична работе рассмотренного выше СПГГ. Все позиции на рис. II.115 соответствуют позициям на рис. II.113.

СПДК, обладая такими существенными достоинствами, как малые габариты и масса, отсутствие привода от постороннего источника энергии, малые расходы топлива, находят все более широкое применение. Строятся они одно-, двух-, трех- и многоступенчатыми на конечное давление воздуха от 0,5 до 40,0 МПа (5,1—408 кгс/см²). Одной из наиболее распространенных конструкций, выпускаемых нашей промышленностью, является четырехступенчатый дизель-компрессор ДК-2 на конечное давление 22,54 МПа (229,5 кгс/см²) производительностью 8 дм³/мин.

§ 70. Пример конструкции двигателей внутреннего сгорания

Кривошипно-шатунный механизм. В д. в. с. применяются несколько типов кривошипно-шатунных механизмов. На рис. II.116 представлен схематически тронковый кривошипно-шатунный механизм. Поступательное движение поршня 1 в цилиндре 2 превращается во вращательное движение коленчатого вала 7 при помощи шатуна 4, соединенного верхней головкой с поршневым пальцем 3, а нижней головкой — с шейкой 5 колена (кривошипа) 6.

На рис. II.117 изображен схематически крейцкопфный кривошипно-шатунный механизм. Здесь поршень жестко связан с поршневым штоком 1, другой конец которого соединен с крейцкопфом 2, совершающим

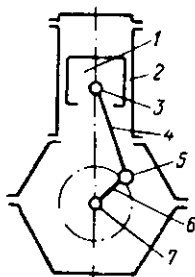


Рис. II.116. Схема тронкового шатунно-кривошипного механизма

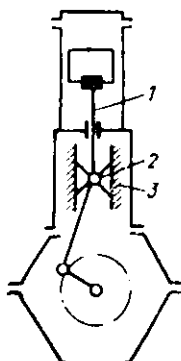


Рис. II.117. Схема крейцкопфного шатунно-кривошипного механизма

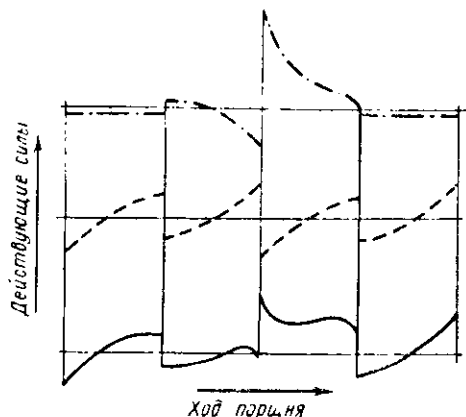


Рис. II.118. Силы, действующие на поршень в четырехтактном д. в. с.

— — — результирующее давление рабочего тела; — — — силы инерции поступательно движущихся масс; — — — суммарное усилие

возвратно-поступательное движение по параллелям 3. С крейцкопфом шарнирно соединена верхняя головка шатуна, с помощью которого крейцкопф вращает коленчатый вал двигателя.

Маховик. К поршню двигателя приложены следующие силы: результирующее давление рабочего тела на поршень; силы инерции поступательно движущихся масс, к которым относятся поршень, поршневой шток, крейцкопф и часть шатуна; вес поступательно движущихся деталей, если двигатель вертикальный.

Результирующее давление рабочего тела на поршень равно алгебраической сумме давлений с обеих сторон поршня. Для каждого положения поршня результирующее давление может быть определено с помощью индикаторных диаграмм.

Если учитывать вес поступательно движущихся деталей, то следует иметь в виду, что этот вес при движении поршня вниз увеличивает силу, приложенную к поршню, а при движении вверх — уменьшает ее.

Геометрическим сложением результирующего давления рабочего тела, сил инерции и веса поступательно движущихся деталей можно найти величину суммарного усилия, действующего на единицу площади поршня в каждом его положении. На рис. II.118 даны результирующее давление, силы инерции и суммарное усилие для четырехтактного д. в. с. простого действия, отложенные по ходам поршня (вес поступательно движущихся деталей не учтен).

Итак, пусть P есть суммарное усилие, действующее на единицу площади поршня в некотором его положении. Это усилие может быть разложено на силу N , направленную перпендикулярно оси двигателя, и силу S , направ-

ную вдоль шатуна (рис. II.119). Силу S , перенеся ее в точку A , можно разложить на силу K , направленную по кривошипу, и тангенциальную силу T , вызывающую вращение кривошипа и являющуюся поэтому движущей силой. На рис. II.120 дана диаграмма тангенциальных (движущих) сил для одного цикла работы четырехтактных д. в. с.

Планиметрируя площадь, ограниченную линией тангенциальных сил, и деля ее на длину диаграммы, получают среднюю величину тангенциальной силы T_{cp} .

Указанная площадь представляет собой в определенном масштабе работу движущих сил за один цикл. Силы сопротивления рабочей машины, приводимой двигателем (электрического генератора, компрессора и др.), можно считать постоянными за цикл. При установившемся режиме работа движущих сил должна быть равна работе сил сопротивления. Поэтому линия T_{cp} является также линией постоянного значения сил сопротивления.

Из рис. II.120 видно, что тангенциальные силы, превышая силы сопротивления, на некоторых участках направлены в сторону движения, ускоряя движение, а на других участках — против движения, замедляя его. Вследствие этого угловая скорость вала двигателя меняется от ω_{min} до ω_{max} за один цикл работы.

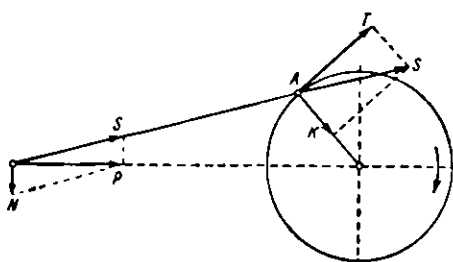


Рис. II.119. Разложение суммарного усилия, действующего на поршень

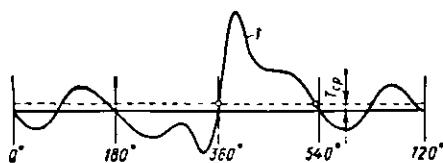


Рис. II.120. Диаграмма тангенциальных усилий четырехтактного д. в. с.

Для поддержания угловой скорости вала постоянной (точнее, изменяющейся в узких границах) требуется специальное приспособление, которое при ускорении движения воспринимало бы работу тангенциальных сил в виде приращения собственной кинетической энергии, а при замедлении движения отдавало бы накопленную энергию. Таким приспособлением является маховик — тяжелое колесо, насаженное на вал двигателя.

Пример конструкции двигателей. Бескомпрессорный четырехтактный дизель с турбонаддувом мощностью 1000 л. с. (736 кВт) при 720 об/мин марки Д-50 (6ЧН 31,8/33) изображен на рис. II.121.

Литой чугунный блок цилиндров крепится к фундаментной раме анкерными связями 1. В боковых стенках рамы имеются люки для доступа к подшипникам, закрытые алюминиевыми крышками 18. Стальные крышки коренных подшипников крепятся к раме шпильками 3. Нижняя полость рамы образует резервуар для смазочного масла. В блок вставлены чугунные цилиндры втулки 8, в которых движутся неохлаждаемые поршни 15 из алюминиевого сплава. Полость между блоком и наружной поверхностью втулок представляет собой водяные рубашки цилиндров. К блоку шпильками крепятся отдельные для каждого цилиндра охлаждаемые чугунные крышки 14. В крышках установлены по два впускных 9 и два выпускных 10 клапана и форсунка. Клапаны открываются коромыслами 12 посредством толкателей 5 и штанг 6 под действием кулачков стального распределительного вала 4. Закрываются клапаны под действием пружин. Распределительный вал получает движение от стального коленчатого вала 17, имеющего шесть колен, расположенных под углом 120° друг к другу. Доступ к механизму газораспределения в блоке обеспечивается люками, закрывающимися алюминиевыми крышками 7.

Двигатель этот, как и большинство д. в. с., не имеет крейцкопфа. Поршни удлиненные и непосредственно связаны со стальным шатуном. Нижняя часть поршня, называемая юбкой или тронком, направляет движение поршня в ци-

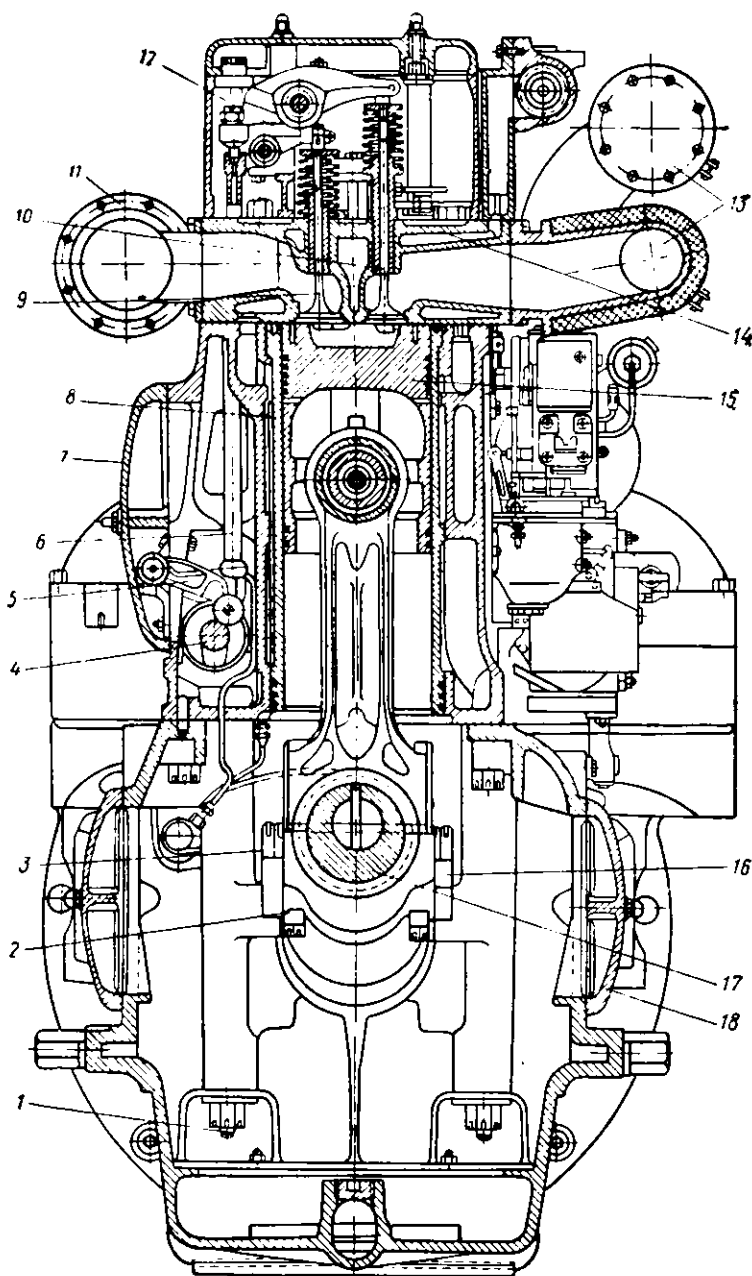


Рис. 11.121. Бескомпрессорный четырехтактный дизель с турбонаддувом марки Д-50 (6ЧН 31,8/33)

линдре. Крышка 16 нижней головки шатуна крепится к верхней половине головки шатуна болтами 2. Отработавшие газы по двум трубопроводам 13 поступают из двигателя в газовую турбину турбонагнетателя, укрепленного на генераторе электрического тока. Воздух от нагнетателя поступает в цилиндры двигателя по трубопроводу 11.

§ 71. Классификация и области применения двигателей внутреннего сгорания

Ввиду многообразия д. в. с. строгая классификация их затруднена. Возможна следующая классификация.

1. По роду применяемого топлива — двигатели, работающие на жидком топливе, газовые и газожидкостные двигатели.

2. По способу осуществления цикла — четырехтактные и двухтактные двигатели.

3. По способу смесеобразования — двигатели с внешним и внутренним смесеобразованием. К первым относятся карбюраторные двигатели, подавляющее большинство четырехтактных газовых двигателей и газожидкостные двигатели. К двигателям с внутренним смесеобразованием относятся дизели, двигатели с непосредственным впрыском топлива в цилиндр и двухтактные газовые двигатели. Дизели, в свою очередь, делятся на компрессорные и бескомпрессорные. Последние делятся на однокамерные и с разделенной камерой сгорания, к которым относятся предкамерные, вихрекамерные и воздушнокамерные дизели.

4. По способу воспламенения топлива — двигатели с принудительным зажиганием (от электрической искры) и двигатели с самовоспламенением (с воспламенением от сжатия). К первой группе относятся двигатели карбюраторные, газовые и с непосредственным впрыском топлива. Ко второй группе — дизели и газожидкостные двигатели.

5. По степени сжатия — двигатели низкого и высокого сжатия. К первым относятся все двигатели, которые в силу низкого сжатия имеют принудительное зажигание. К двигателям высокого сжатия относятся двигатели с самовоспламенением топлива.

6. По действию газа на поршень — двигатели простого и двойного действия.

7. По числу и расположению осей цилиндров — одноцилиндровые и многоцилиндровые, вертикальные, горизонтальные, V-образные и др.

8. По быстроходности — тихоходные, со средней скоростью поршня до 6,5 м/с, и быстроходные, со средней скоростью поршня больше 6,5 м/с.

Двигателям внутреннего сгорания присваивается обозначение, марка. Так, стационарным, судовым и тепловозным бескомпрессорным дизелям присвоена марка, состоящая из цифр и букв. Первая цифра означает число цилиндров; буквы означают: Ч — четырехтактный; Д — двухтактный; ДД — двухтактный двойного действия; С — судовой; Р — реверсивный, т. е. с механизмом для изменения хода на обратный; К — крейцкопфный; Н — с наддувом. Цифра за буквами над чертой означает диаметр цилиндра в см, под чертой — ход поршня в см. Пример обозначения дизеля: 6Ч 36/45 — стационарный, шестицилиндровый, четырехтактный, диаметр цилиндра 36 см, ход поршня 45 см.

Двигатели внутреннего сгорания имеют следующие важные достоинства: высокий к. п. д.; меньшие габариты и массу по сравнению с паротурбинными установками средней и малой мощности; сравнительно малая потребность в воде; постоянная готовность к пуску. В то же время они имеют существенные недостатки: ограниченные единичные мощности, так как при больших мощностях требуются большие числа оборотов, сильно увеличивающие габариты и массу и снижающие надежность двигателя; невозможность использования местных и низкосортных твердых топлив; трудность использования отработавшей энергии д. в. с.

Эти особенности д. в. с. определили области их применения: транспортные и передвижные установки (автомобили, суда, тракторы, тепловозы, самолеты, строительные и дорожные машины и др.); стационарные установки малой и средней мощности — обычно в районах, не охваченных районными электрическими станциями; специальные установки, где перерыв в работе недопустим (в качестве резервных агрегатов).

ГЛАВА 20
СИСТЕМА РЕГУЛИРОВАНИЯ

§ 72. Основные положения

Рабочие машины, приводимые стационарными двигателями, в большинстве случаев требуют постоянной скорости вращения их вала. Когда энергия, потребляемая рабочими машинами, т. е. нагрузка двигателя, равна мощности, вырабатываемой двигателем, тогда вал двигателя, а следовательно, и рабочих машин вращается с постоянным числом оборотов и имеет место определенный, установившийся режим работы. Когда нагрузка двигателя изменяется, тогда при неизменных количестве и параметрах рабочего тела изменяется и число оборотов вала двигателя вследствие нарушения равновесия между нагрузкой и мощностью. В силу этого возникает задача создания такого механизма, который автоматически изменял бы мощность двигателя при изменении нагрузки с тем, чтобы число оборотов вала двигателя оставалось почти неизменным. Таким автоматическим механизмом является система регулирования двигателя. Поставленная перед этой системой задача определяет и основные ее элементы. Прежде всего необходим орган, способный ощутить нарушение равновесия между нагрузкой и мощностью и должным образом повлиять на восстановление нарушенного равновесия. Такой орган является командующим и называется регулятором скорости. Далее необходимы органы, на которые мог бы воздействовать регулятор для изменения мощности двигателя. Такие органы — клапаны, дроссельные заслонки и др. — называются распределительными или регулирующими органами. Наконец, необходим передаточный механизм между регулятором и регулирующими органами.

Регулирующий механизм, состоящий из указанных элементов, действует следующим образом. При изменении скорости вращения вала вследствие изменения нагрузки изменяется конфигурация регулятора скорости и последний воздействует при помощи передаточного механизма на регулирующий орган. Вследствие этого мощность двигателя приходит в соответствие с нагрузкой при вполне определенном числе оборотов вала, отвечающем данной нагрузке. Такое действие регулирующего устройства приводит к тому, что во всем диапазоне нагрузок двигателя число оборотов его вала изменяется в узких, заранее обусловленных границах.

Таким образом, каждому числу оборотов вала отвечает вполне определенная мощность, развиваемая двигателем. График зависимости мощности двигателя от числа оборотов его вала называется статическо́й хара́ктеристико́й регулирования. Если $n_{\max}$ — число оборотов вала, отвечающее холостому ходу двигателя, $n_{\min}$ — число оборотов, отвечающее максимальной мощности, $n_{cp} = \frac{n_{\max} + n_{\min}}{2}$ — среднее число оборотов, то отношение

$$\delta = \frac{n_{\max} + n_{\min}}{n_{cp}}$$

называется степенью неравномерности регулирования. Число оборотов вала может изменяться в пределах степени неравномерности регулирования. Для турбин $\delta = 0,04 \div 0,06$, для стационарных д. в. с. $\delta = 0,03 \div 0,12$.

Теплофикационные двигатели вырабатывают не только механическую или электрическую энергию, но и отпускают тепло потребителям. При этом потребители предъявляют требование, чтобы давление отпускаемого им пара было почти постоянным. Для выполнения этого требования двигатели снабжаются регулирующими устройствами, командующим органом которых является регулятор давления. Принцип регулирования давления аналогичен принципу регулирования частоты вращения. При изменении расхода пара потребителями, т. е. при изменении тепловой нагрузки, изменяется давление в камере отбора пара, и регулятор давления воздействует через передаточный механизм на регулирующие органы. В результате количество пара, проходящего через двигатель, изменяется и приходит в соответствие с потреблением. При этом давление отпускаемого пара отвечает данному тепловому потреблению. Такое действие регулирующего устройства приводит к тому, что изменение давления отпускаемого пара с изменением его потребления находится в узких, заранее заданных границах.

Таким образом, каждому потреблению отвечает свое давление в камере отбора пара. График зависимости между этими величинами называется статической характеристикой регулирования давления. Минимальному потреблению отвечает максимальное давление в камере $p_{\max}$, максимальному потреблению — минимальное давление $p_{\min}$. Отношение

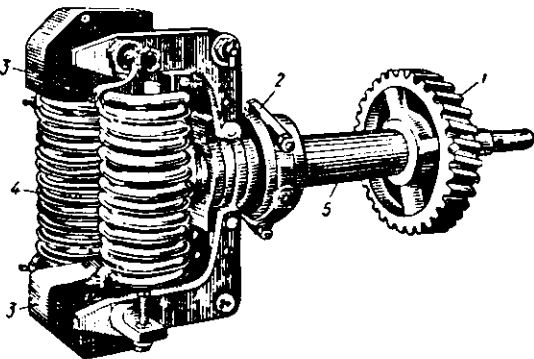
$$\delta_d = \frac{p_{\max} - p_{\min}}{p_{cp}},$$

где

$$p_{cp} = \frac{p_{\max} + p_{\min}}{2},$$

представляет собой степень неравномерности регулирования давления. Давление пара, отпускаемого потребителям, может изменяться в зависимости от расхода пара ими в пределах степени неравномерности регулирования давления.

Регулятор, выполняя свои функции, должен переставлять регулирующие органы, что нередко требует такой затраты энергии, какой сам регулятор обеспечить не может. В таких случаях в передаточный механизм включают усилители, называемые также сервомоторами. Система регулирования, в передаточный механизм которой входят сервомоторы, носит название прямого регулирования. Если же сервомотор в системе регулирования отсутствует, имеет место прямое регулирование.



§ 73. Регуляторы

Регуляторы скорости. Имеется несколько типов регуляторов скорости. Наиболее распространены центробежные регуляторы. На рис. 11.122 представлен центробежный регулятор горизонтального типа, применяемый в турбинах. Вал 5 регулятора вращается валом турбины с помощью шестерни 1, связанной с червячным винтом, сидящим на валу турбины. Когда уменьшается нагрузка,

Рис. 11.122. Центробежный регулятор скорости

увеличивается число оборотов вала турбины, грузы 3 под действием центробежных сил расходятся, преодолевая натяжение пружины 4, и с помощью угловых рычагов перемещают муфту 2 вдоль вала регулятора. Муфта, перемещаясь, воздействует через передаточный механизм на паровпускные

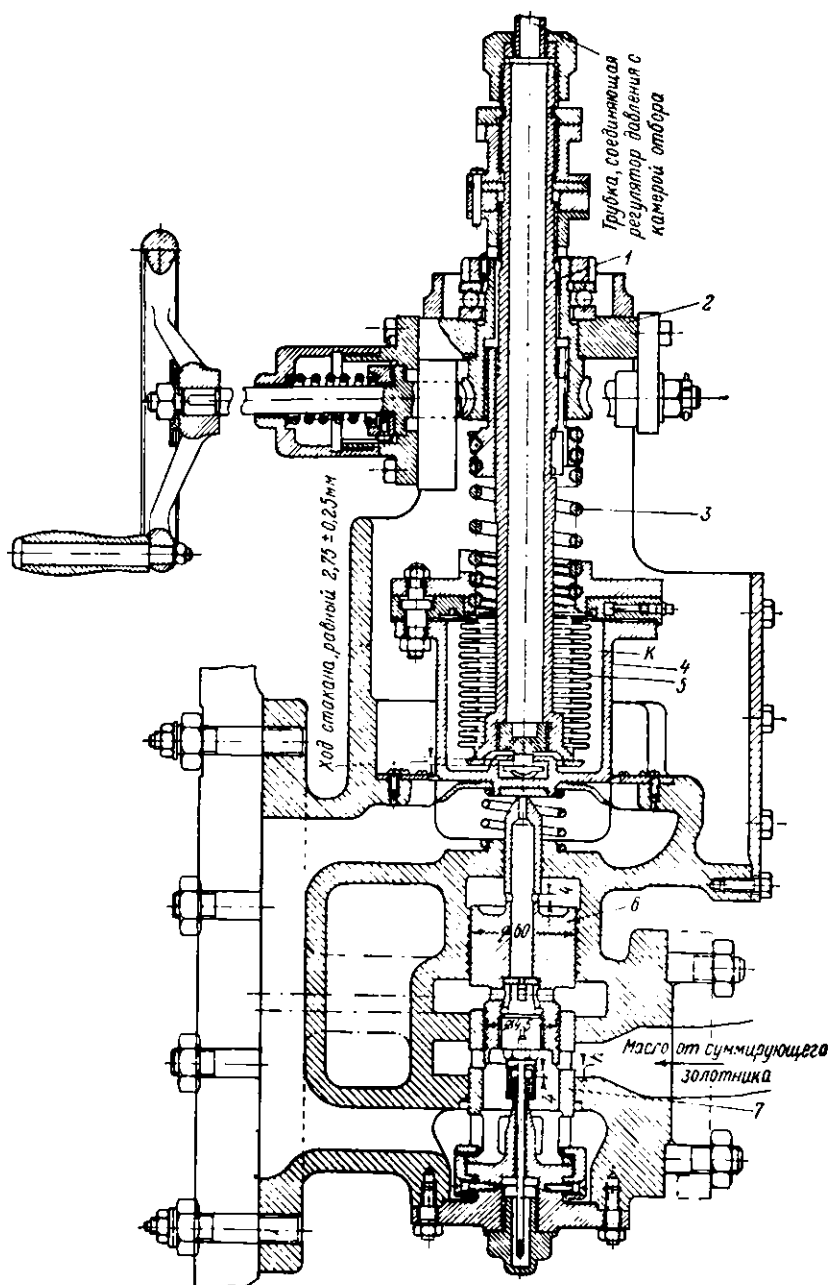


Рис. 11.123. Регулятор давления с гармониковой мембраной ЛМЗ

органы, уменьшая мощность турбины. При увеличении нагрузки действие регулирования протекает в обратном направлении. Каждому числу оборотов вала турбины отвечают определенное положение муфты регулятора и определенная мощность турбины.

Регуляторы строятся и с вертикальным расположением вала. Приводятся регуляторы зубчатыми передачами. В последнее время стали применяться

упругие высокочувствительные центробежные регуляторы скорости, приводимые непосредственно валом турбины.

Регуляторы давления. На рис. П.123 представлен регулятор давления с гармониковой мембраной ЛМЗ. Полый шток 1 закреплен на крышке 2 регулятора с помощью гаек. К штоку на пружине 3 подвешен стакан 4 так, что он имеет возможность перемещаться относительно штока. Гармониковая мембрана (сильфон) 5 припаяна верхним концом к стакану 4, а нижним концом — к штоку 1. Через внутреннюю полость штока камера К стакана соединена с камерой отбора пара.

При изменении расхода пара потребителями изменяется давление в камере отбора, а следовательно, в камере К стакана, и он получает вертикальное перемещение. Это перемещение, вызывая движение золотника 6 в буксе 7 оказывает необходимое воздействие на регулирующие органы турбины.

В последнее время получают распространение высокочувствительные ленточные регуляторы давления.

ГЛАВА 21

V

СПОСОБЫ И ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ДВИГАТЕЛЕЙ

§ 74. Способы регулирования паровых турбин

Существуют следующие основные способы регулирования паровых турбин: дроссельное; сопловое; обводное; регулирование скользящим давлением.

При **дроссельном** регулировании на линии свежего пара перед поступлением его в турбину устанавливаются один или два, а в некоторых очень мощных турбинах сверхкритических параметров и больше дроссельных клапанов, открывающихся одновременно. Клапаны открыты полностью при номинальной мощности турбины — при полной ее нагрузке. На частичных нагрузках турбины клапаны прикрыты и пар, поступающий в турбину, дросселируется, вследствие чего уменьшается располагаемый перепад энтальпий. Вместе с этим уменьшается и масса пара, поступающего в турбину, из-за частичного открытия клапанов. Изменением величины открытия клапанов мощность турбины приводится в соответствие с нагрузкой на всех режимах работы турбины.

При **сопловом** регулировании сопла первой ступени турбины делятся на ряд изолированных друг от друга групп (см. рис. П.39), к каждой из которых пар поступает через свой регулирующий клапан. По мере возрастания нагрузки турбины увеличивается количество открытых клапанов, причем после полного открытия очередного клапана начинает открываться следующий. Этот клапан в зависимости от нагрузки может открываться не полностью, и тогда пар, проходящий через него, будет дросселироваться.

При **обводном** регулировании к сопловому или дроссельному регулированию добавляется выпуск свежего пара в какую-нибудь промежуточную ступень турбины через специальный обводный клапан. Такой добавочный выпуск пара вызывает повышение давления в промежуточной ступени, вследствие чего увеличивается количество пара, проходящего через промежуточную и последующие ступени, и мощность турбины увеличивается сверх экономической. Чем дальше от первой расположена промежуточная ступень, тем больше пара можно пропустить через эту и последующие ступени вследствие больших проходных сечений ступеней. Иногда добавочный выпуск свежего пара производят в две или даже три промежуточные ступени.

Регулирование **скользящим давлением** применяется иногда в блочных установках высокого давления, т. е. в установках, когда одна

турбина обслуживается одним или двумя котлами. В этом случае турбина работает на переменном, скользящем начальном давлении, изменяющемся вместе с изменением давления пара в котле. С изменением начального давления изменяется и мощность турбины, приходя в соответствие с нагрузкой.

§ 75. Принципиальные схемы регулирования конденсационных турбин

На рис. II.124 представлена принципиальная схема дроссельного регулирования прямого действия. Вал 1 регулятора вращается валом турбины. При уменьшении нагрузки число оборотов вала турбины растет, шары регулятора под действием центробежных сил расходятся, муфта 2 регулятора поднимается и прикрывает дроссельный клапан 3. Пар, поступающий в двигатель через этот клапан, дросселируется, мощность двигателя уменьшается и приходит в соответствие с нагрузкой. Двигатель работает при новом числе оборотов (в пределах степени неравномерности регулирования), отвечающем новой нагрузке. При увеличении нагрузки действие регулирования протекает в обратном направлении.

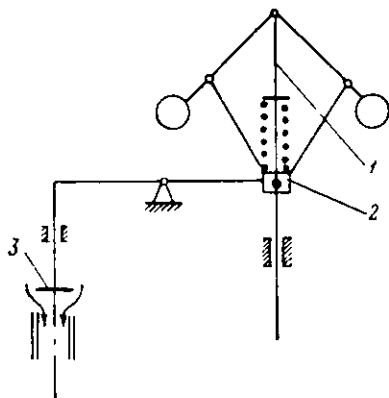


Рис. II.124. Схема дроссельного регулирования прямого действия

На рис. II.125 дана принципиальная схема дроссельного регулирования непрямого действия. При уменьшении нагрузки увеличивается число оборотов вала и муфта 2 регулятора 1 перемещается

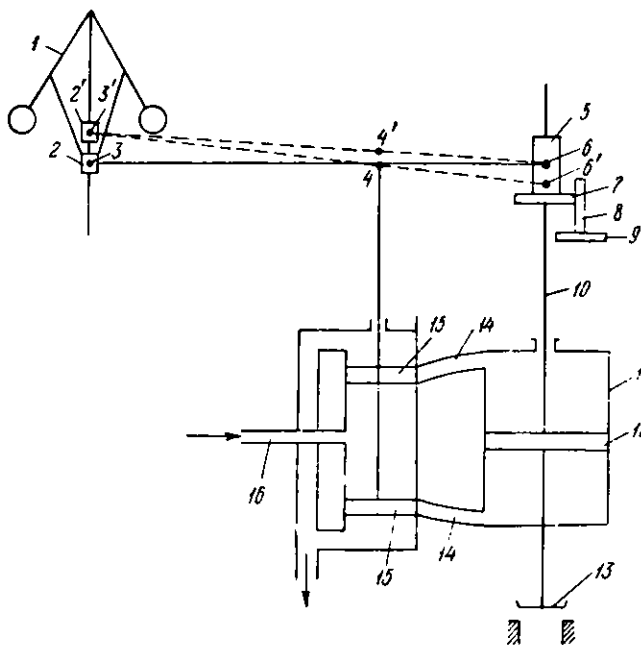


Рис. II.125. Схема дроссельного регулирования непрямого действия с синхронизатором

в положение 2'. Рычаг 6—3 поворачивается вокруг оси 6 и занимает положение 6—3'. В результате этого ось 4 рычага поднимается в положение 4' и поднимает за собой золотник 15. Масло, нагнетаемое масляным насосом, поступает по трубке 16 и каналу 14 на поршень 12 сервомотора. Под давлением

масла поршень опускается в цилиндре 11 сервомотора, а масло из-под поршня сливается через нижний канал 14. Вместе с поршнем опускается ось 6 в положение 6'. Весь рычаг поворачивается вокруг оси 3' и занимает положение 3'—6'. Золотник возвращается в свое среднее положение и перекрывает каналы 14. Вместе с поршнем перемещается дроссельный клапан 13, и в момент перекрытия золотником каналов 14 он занимает такое положение, при котором мощность, развиваемая двигателем, соответствует новой нагрузке.

Описанный механизм возвращения золотника в его среднее положение называется обратной связью или выключателем. Сам золотник, отсекающий в среднем положении доступ масла к сервомотору, называется отсечным. Рассмотренная схема имеет одно усиление (сервомотор), с помощью которого регулятор воздействует на регулирующий орган. В крупных турбинах с высокими параметрами пара система регулирования может иметь два, три и даже четыре последовательных усиления.

В рассмотренной схеме золотник и поршень сервомотора связаны рычажными связями. Существенное преимущество имеет система регулирования, в которой применены гидравлические, безрычажные связи. На рис. 11.126

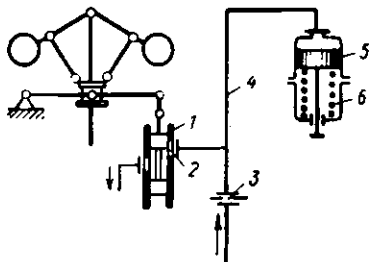


Рис. 11.126. Схема регулирования с гидравлическими связями

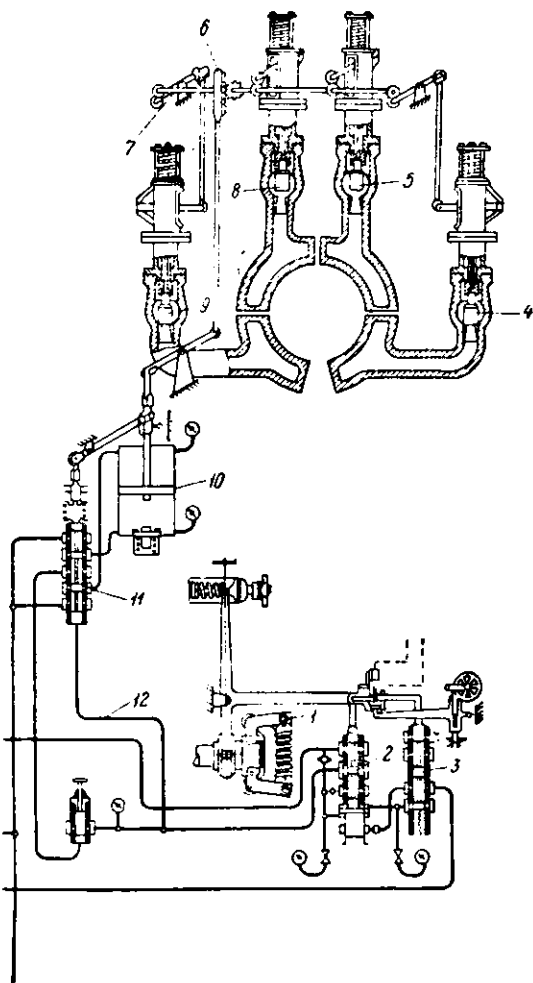


Рис. 11.127. Часть схемы регулирования турбины К-50-90

представлена принципиальная схема такого регулирования. Масло подается масляным насосом через диафрагму 3 в импульсную линию 4. Когда уменьшается нагрузка турбины и увеличивается число оборотов вала, муфта центробежного регулятора поднимается и поднимает проточный, дроссельный золотник 1. Этим увеличивается открытие сливного окна 2, и давление в импульсной линии уменьшается. Тогда поршень 5 сервомотора под действием пружины 6 поднимается и может переместить регулирующий орган.

В современных крупных турбинах получила широкое распространение система регулирования, в которой гидравлическая передача с проточным золотником применяется в первых звеньях цепи усиления, а в последних звеньях этой цепи применяются сервомоторы с отсечными золотниками.

На рис. П.127 показана часть схемы с о п л о в о г о регулирования турбины К-50-90 ЛМЗ. Система регулирования — с гидравлическими связями и тройным усилением. Когда изменяется нагрузка турбины, а значит, изменяется число оборотов ее вала, тогда под действием регулятора скорости 1 перемещается в нужном направлении золотник 3 и изменяет давление масла под проточным золотником 2. Последний перемещается и изменяет открытие сливного канала, вследствие чего изменяется давление масла в трубопроводе 12, а следовательно, и под отсечным золотником 11, нагруженным сверху пружиной. Под действием изменения давления масла золотник 11 перемещается, что вызывает перемещение поршня 10 сервомотора. Передвигающийся поршень через систему рычагов и массивную зубчатую рейку 6 поворачивает кулачковый вал 7. Кулачки на валу изменяют последовательно положения клапанов 4, 5, 8, 9 (положения клапанов 5 и 8 изменяются одновременно), вследствие чего изменяется количество пара, поступающего в турбину. При проходе через не полностью открытый клапан пар дросселируется.

Центробежный регулятор скорости, зубчатый или винтовой главный масляный насос и зубчатая передача от вала турбины к валу регулятора подвержены износу, что приводит к ухудшению регулирования, а в некоторых случаях и к аварии. Поэтому находит применение г и д р о д и н а м и ч е с к о е регулирование, при котором центробежный регулятор и зубчатый или винтовой главный масляный насос заменены центробежными масляными насосами, соединенными непосредственно с валом турбины. Давление, создаваемое центробежным насосом, пропорционально квадрату числа оборотов его вала. Поэтому, когда изменяется нагрузка и число оборотов вала турбины, изменяется и давление масла, нагнетаемого центробежным насосом (регулятором). Это изменение давления является импульсом, под действием которого в одной из схем гидродинамического регулирования перемещается отсечной золотник сервомотора. Тогда масло, подаваемое центробежным главным масляным насосом, поступает в цилиндр сервомотора и оказывает необходимое воздействие на регулирующие органы.

§ 76. Синхронизация

Частота переменного тока, вырабатываемого генератором, должна быть постоянной. Поскольку частота (число периодов в секунду) пропорциональна числу оборотов вала двигателя, приводящего генератор, то должно быть постоянным число оборотов вала двигателя. Между тем с изменением нагрузки (мощности) двигателя число оборотов вала изменяется в пределах степени неравномерности регулирования. Поэтому необходимо приспособление, с помощью которого можно было бы при данной нагрузке изменять число оборотов вала, чтобы оно было одинаковым при всех нагрузках двигателя.

Такая же необходимость возникает и при включении двигателя в параллельную работу с другими двигателями на общую электрическую сеть. При таком включении наряду с некоторыми другими условиями требуется, чтобы частота тока, вырабатываемого генератором включаемого двигателя, была равна частоте тока генераторов других двигателей, т. е. частоте сети. Иначе говоря, число оборотов вала включаемого двигателя должно быть равно числу оборотов других двигателей. Между тем, если, например, включаемый в параллельную работу двигатель не несет нагрузки (холостой ход), то число оборотов его вала будет больше, чем у двигателей, несущих определенную нагрузку. Поэтому наличие указанного приспособления позволит без изменения нагрузки уменьшить число оборотов включаемого двигателя до числа оборотов нагруженных двигателей и осуществить включение двигателя в параллельную работу. Приспособление, служащее для изменения числа оборотов, называется с и н х р о н и з а т о р о м, а сам процесс — синхронизацией.

Синхронизация может быть осуществлена различными способами. На рис. II. 125 показана схема одного из устройств для синхронизации. Гайка 5 соединена с зубчатым колесом 7 и сидит на штоке 10, имеющем резьбу. Вращая от руки маховичок 9, можно посредством шестеренок 8 и 7 опускать или поднимать гайку 5. Если поднимать гайку, то будут подниматься ось 4 и золотник 15, а поршень сервомотора под действием поступающего масла будет опускаться. Опускающийся поршень будет уменьшать открытие регулирующего органа 13, в результате чего число оборотов вала будет уменьшаться, так как нагрузка двигателя не изменилась. Вследствие этого муфта регулятора начнет опускаться и вместе с опускающейся гайкой 5 вернет золотник в его среднее положение и выключит сервомотор. Таким образом, двигатель при той же нагрузке (мощности) будет развивать меньшее число оборотов.

При параллельной работе двигателей постоянство числа оборотов обеспечивается особой связью, которая создается между их электрическими генераторами. Поэтому тут возникает задача изменения мощности двигателя при неизменном числе оборотов вала, например при нагружении двигателя или переносе нагрузки с одного двигателя на другой. Эта задача также выполняется с помощью синхронизатора. Если, например, необходимо увеличить мощность двигателя вследствие увеличения нагрузки, то маховичком 9 опускают гайку 5 (рис. II. 125). Тогда опускается золотник, а поршень сервомотора поднимается, увеличивая открытие регулирующего органа, а следовательно, и мощность двигателя. Перемещающаяся с поршнем сервомотора гайка 5 поднимает золотник и выключает сервомотор. Таким образом, двигатель развивает большую мощность при неизменном числе оборотов вала.

§ 77. Принципиальные схемы регулирования теплофикационных турбин

Турбины с противодавлением работают по тепловому графику и задача регулирования заключается в поддержании постоянным давления пара, отпускаемого потребителю. Поэтому они управляются регуляторами давле-

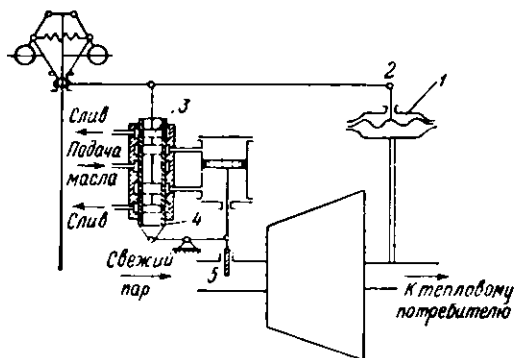


Рис. II.128. Схема регулирования турбины с противодавлением

ния. Однако, когда генератор отключен от сети, при внезапном падении нагрузки, а также при пуске и останове турбины, вступает в действие регулятор скорости.

На рис. II. 128 показана схема регулирования турбины с противодавлением. При уменьшении давления в сети вследствие увеличения расхода пара потребителями регулятор давления 1 перемещает ось 2 вниз, золотник 3 опускается, масло поступает под поршень сервомотора и, поднимая его, увеличивает открытие клапана 5. При подъеме поршня бруска 4 золотника опускается, каналы для масла прикрываются и при определенном

положении клапана 5 будут закрыты. Вследствие увеличения открытия клапана количество пара, проходящего через турбину, увеличивается до нужного потребителю значения, а в сети устанавливается давление (в пределах степени неравномерности регулирования давления), отвечающее данному потреблению пара.

Регулирующий механизм конденсационных турбин с регулируемым отбором пара должен действовать так, чтобы изменение количества отбираемого пара не влияло на развиваемую турбиной мощность, а изменение мощности не влияло на количество отбираемого пара. При этом число оборотов вала и давление отбираемого пара должны оставаться почти постоянными (изменяться в пределах степени неравномерности регулирования).

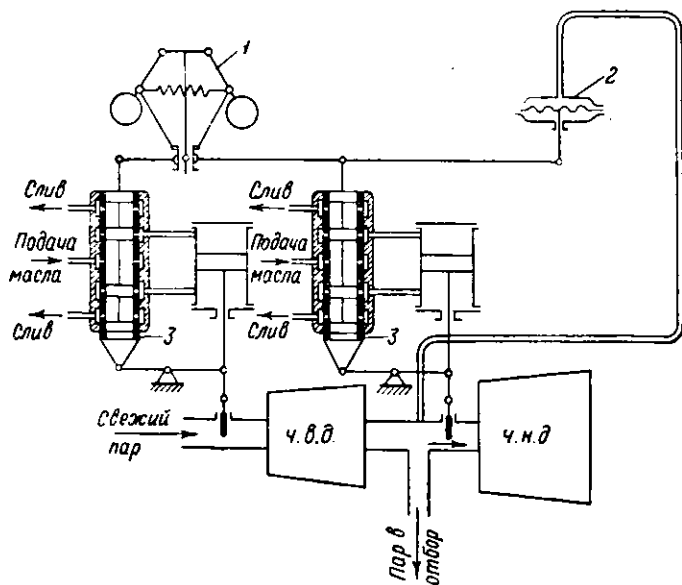


Рис. II.129. Схема связанного регулирования конденсационной турбины с отбором пара

В соответствии с этим регулирующий механизм конденсационных турбин с регулируемым отбором пара должен иметь в качестве командующих органов как регулятор скорости, так и регулятор давления.

Существуют две системы регулирования указанных турбин: связанная и несвязанная. Связанная система (рис. II. 129) применяется в подавляющем большинстве турбин. Когда уменьшается электрическая нагрузка, муфта регулятора 1 поднимает золотники обоих сервомоторов и уменьшает доступ пара как в ч. в. д., так и в ч. н. д. турбины. Количество и давление отбираемого пара остаются при этом неизменными, а мощность турбины уменьшается при почти неизменном числе оборотов вала. Когда уменьшается потребление пара, регулятор давления 2 опускает золотник сервомотора, обслуживающего клапаны ч. н. д., и поднимает золотник сервомотора, обслуживающего клапаны ч. в. д. Вследствие этого доступ пара в ч. н. д. увеличивается, а в ч. в. д. — уменьшается. Мощность и число оборотов турбины при этом не изменяются, а количество отпускаемого пара уменьшается при почти неизменном давлении в месте отбора. Выключение сервомоторов происходит под действием букв З. В случае увеличения электрической нагрузки или потребления пара процессы имеют обратный характер.

Рассмотренные схемы регулирования теплофикационных турбин имеют рычажные связи. Применяются также схемы с гидравлическими связями.

При быстром сбросе нагрузки (отключение генератора от сети) и неисправности системы регулирования может произойти недопустимый рост числа оборотов вала турбины. Поэтому все турбины снабжаются одним или двумя независимо действующими предохранительными выключателями — автоматами безопасности, которые автоматически прекращают доступ пара в турбину, когда число оборотов вала превышает номинальное на 10—12%. Для этой цели на линии свежего пара перед дроссельными или регулирующими клапанами устанавливается стопорный клапан. При нормальной работе турбины этот клапан открыт полностью, когда же

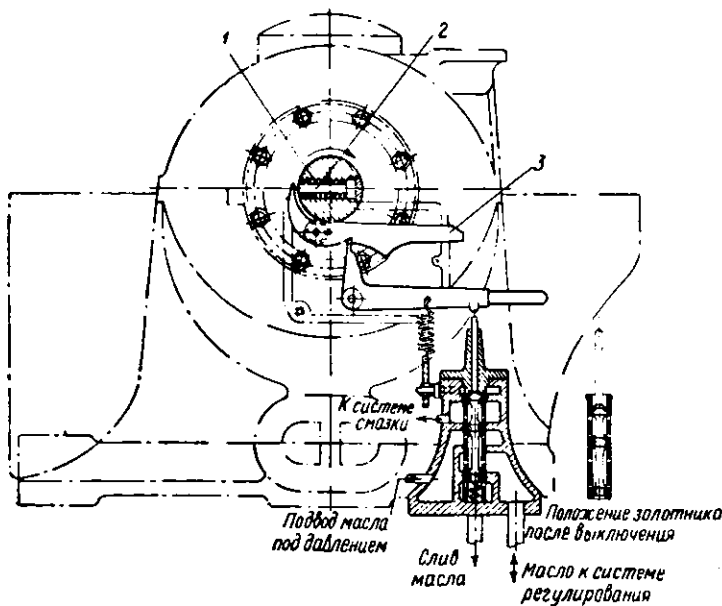


Рис. 11.130. Предохранительный выключатель турбины ЛМЗ

по указанным причинам число оборотов вала превысит допустимое, то под действием автомата безопасности стопорный клапан закрывается, прекращая доступ пара в турбину.

Одна из конструкций автомата безопасности показана на рис. 11. 130. В сверлении вала находится палец 2, центр тяжести которого не совпадает с центром вращения. Под действием центробежной силы палец стремится выйти из отверстия, но удерживается пружиной 1. Когда число оборотов превысит допустимое значение, пружина не в состоянии удержать палец и он, высовываясь из отверстия, ударяет по рычагу 3. Связанный с этим рычагом механизм закрывает стопорный клапан, прекращая впуск пара в турбину.

Турбины нередко имеют и другие защитные устройства, в частности следующие: автомат, который прекращает доступ пара в турбину в случае чрезмерного повышения осевого усилия, способного вызвать недопустимый сдвиг ротора турбины в осевом направлении, — реле осевого сдвига; автомат пуска вспомогательного масляного насоса для предотвращения недопустимого снижения давления масла, подаваемого на смазку; автомат снижения нагрузки турбины или полного отключения подвода пара к турбине для предотвращения недопустимого снижения вакуума в конденсаторе — вакуум-реле; автомат, отключающий турбину в случае недопустимого снижения давления в камере отбора пара тепловым потребителем.

§ 79. Регулирование и защитные устройства газотурбинных установок

Регулирование газотурбинных установок может производиться: изменением количества топлива, подаваемого в камеру сгорания; изменением количества воздуха, нагнетаемого компрессором. В установках с постоянным числом оборотов вала при первом способе регулирования регулятор скорости воздействует на подачу топлива в камеру сгорания и тем самым изменяет коэффициент избытка воздуха. Вместе с коэффициентом избытка воздуха изменяется начальная температура и давление газа.

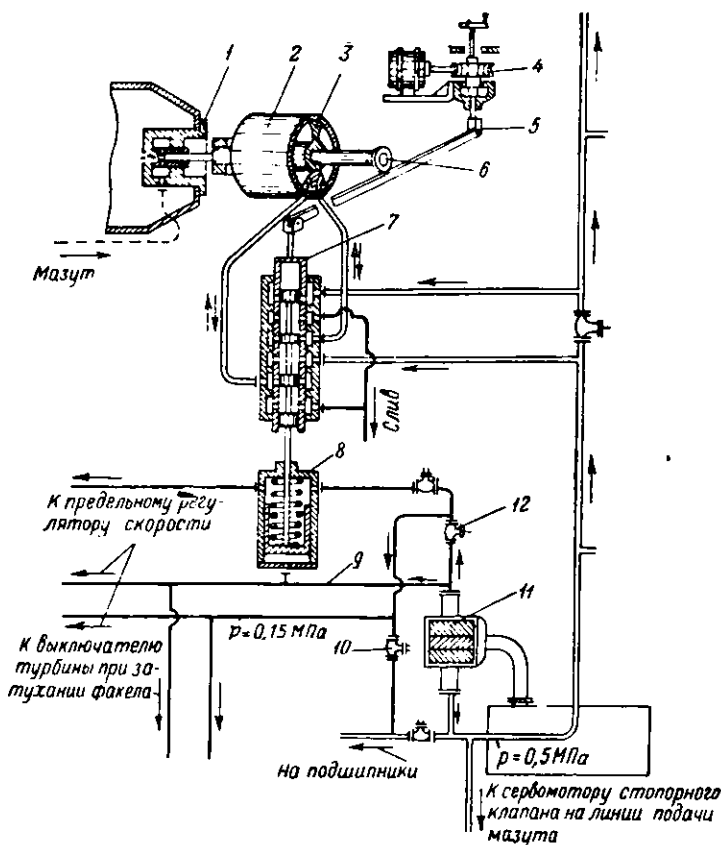


Рис. II.131. Упрощенная схема регулирования газотурбинной установки

На рис. II.131 представлена упрощенная принципиальная схема регулирования первого типа. Масляный насос 11, получающий движение от вала турбины, подает масло с абсолютным давлением 0,5 МПа по трубопроводу 9 под поршень регулятора давления 8, а через дроссельный клапан 12 — на поршень регулятора давления. Другая часть масла проходит через дроссельный клапан 10 и при абсолютном давлении 0,15 МПа сливается в систему смазки турбины. Таким образом, поршень регулятора давления находится под действием разности давлений, которая изменяется пропорционально квадрату числа оборотов вала турбины. Поэтому когда изменяется нагрузка турбины и число оборотов вала, поршень регулятора давления перемещается и переставляет золотник в буксе 7. При перемещении золотника полости поворотного сервомотора 2 соединяются: одна — с линией подачи масла,

а другая — со сливом масла *. В результате этого крыльчатка 3 поворачивается и сообщает игле форсунки 1 горизонтальное перемещение, величина которого определяется перемещением золотника и увеличивается с возрастанием числа оборотов вала турбины. С перемещением иглы изменяется количество топлива, поступающего в камеру сгорания, т. е. мощность турбины. Крыльчатка 3 оканчивается кулачком 6, поворачивающимся при повороте крыльчатки и перемещающим буксу 7. Благодаря этому сервомотор выключается при определенном положении иглы форсунки, отвечающем данной нагрузке турбины. Синхронизатором 4 можно изменить число оборотов вала турбины в узких пределах — вручную или электродвигателем, воздействуя через ось 5 на буксу 7.

В установке предусмотрен ряд автоматических защитных устройств: в случае аварийного сброса нагрузки открывается обводной клапан и газы уходят в атмосферу, минуя турбину; при повышении числа оборотов вала турбины сверх номинального приблизительно на 10% и повышении температуры газов сверх расчетной на 15° вступают в действие предельные регуляторы, прекращающие подачу топлива в камеру сгорания с одновременным открытием обводного клапана.

§ 80. Регулирование двигателей внутреннего сгорания

Соответствие между нагрузкой и мощностью, т. е. регулирование, осуществляется в д. в. с. при постоянном или переменном числе оборотов вала — в зависимости от назначения двигателя.

Рассмотрим регулирование при постоянном, точнее почти постоянном, числе оборотов.

Существуют следующие способы регулирования: качественное; количественное; смешанное.

При качественном регулировании изменяется в зависимости от нагрузки количество топлива, подаваемого в двигатель. Количество поступающего воздуха не меняется, поэтому смесь становится богаче или беднее горючим.

Применение этого способа регулирования в карбюраторных и газовых двигателях приводит к тому, что при малых нагрузках и холостом ходе смесь становится настолько бедной, что двигатель работает неустойчиво, с пропусками вспышек. Поэтому такое регулирование применяется для газовых двигателей в области больших нагрузок и для дизелей.

Регулирование дизелей достигается воздействием на топливный насос, в результате чего изменяется доза топлива, подаваемого насосом в двигатель. Рассмотрим изменение дозы топлива, подаваемого золотниковым топливным насосом бескомпрессорных дизелей (см. рис. II. 108). При изменении нагрузки муфта регулятора скорости перемещает зубчатую рейку 8, которая с помощью шестерни 9 поворачивает втулку 10. Вместе с последней поворачивается и плунжер 4, поперечина 11 которого входит в вертикальные прорезы втулки. При повороте плунжера изменяется ширина той части пояски, которая находится против окна 7, вследствие чего изменяется продолжительность нагнетания, а следовательно, количество нагнетаемого топлива. Позиции I—III на рисунке показывают положения плунжера при различной нагрузке двигателя: I — при полной нагрузке; II — при средней нагрузке; III — при выключенной подаче топлива.

При количественном регулировании состав смеси остается неизменным, меняется лишь количество смеси, поступающей в двигатель.

Этот способ регулирования применяется для газовых двигателей в области

* Такие сервомоторы применяются и в системах регулирования паровых турбин.

малых нагрузок и для карбюраторных двигателей*. В карбюраторных двигателях количественное регулирование осуществляется воздействием на дроссельную заслонку карбюраторов, в газовых двигателях — воздействием на впускной клапан или дроссельные заслонки смесителей. При этом в карбюраторных двигателях, работающих с постоянным числом оборотов, и газовых двигателях необходимое воздействие производится регулятором.

С м е ш а н н о е регулирование является сочетанием качественного и количественного регулирования. При больших нагрузках регулирование — качественное, при малых — количественное. Этот способ регулирования распространен в газовых двигателях.

* Для карбюраторных двигателей производится некоторая корректировка состава смеси соответственно режиму работы двигателя, как это было описано при рассмотрении карбюраторов.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Т а б л и ц а 1. Истинная молярная теплоемкость газов при постоянном давлении μ_{C_p} в кДж/(кмоль·К)

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух
0	29,274	29,018	29,123	35,859	33,498	29,073
100	29,877	29,102	29,261	40,205	34,055	29,265
200	30,814	29,374	29,646	43,689	34,963	29,676
300	31,832	29,851	30,253	46,515	36,035	30,265
400	32,757	30,467	30,973	48,859	37,191	30,948
500	33,548	31,133	31,706	50,815	38,405	31,639
600	34,201	31,794	32,401	52,452	39,661	32,301
700	34,746	32,410	33,025	53,825	40,951	32,899
800	35,202	32,962	33,573	54,976	42,249	33,431
900	35,583	33,456	34,055	55,952	43,513	33,904
1000	35,914	33,892	34,469	56,773	44,723	34,315
1200	36,488	34,608	35,139	58,070	46,913	35,001
1400	36,998	35,156	35,646	59,029	48,801	35,545
1600	37,480	35,579	36,039	59,737	50,409	35,977
1800	37,944	35,918	36,349	60,268	51,782	36,345
2000	38,405	36,190	36,596	60,654	52,929	36,655
2200	38,857	36,417	36,801	60,917	53,930	36,927
2500	39,502	36,689	37,095	61,055	55,161	37,279

Т а б л и ц а 2. Истинная молярная теплоемкость газов при постоянном давлении μ_{C_p} в ккал/(кмоль·°C)

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух
0	6,992	6,931	6,955	8,566	8,001	6,944
100	7,136	6,951	6,989	9,603	8,134	6,990
200	7,360	7,016	7,081	10,435	8,351	7,088
300	7,603	7,130	7,226	11,110	8,607	7,229
400	7,824	7,277	7,398	11,670	8,883	7,392
500	8,013	7,431	7,573	12,137	9,173	7,557
600	8,169	7,594	7,739	12,528	9,473	7,715
700	8,299	7,741	7,888	12,856	9,781	7,858
800	8,408	7,873	8,019	13,131	10,091	7,985
900	8,499	7,991	8,134	13,364	10,393	8,098
1000	8,578	8,095	8,233	13,560	10,682	8,196
1200	8,715	8,266	8,393	13,870	11,205	8,360
1400	8,837	8,397	8,514	14,099	11,656	8,490
1600	8,952	8,498	8,608	14,268	12,040	8,593
1800	9,063	8,579	8,682	14,395	12,368	8,681
2000	9,173	8,644	8,741	14,487	12,642	8,755
2200	9,281	8,698	8,790	14,550	12,881	8,820
2500	9,435	8,763	8,850	14,590	13,175	8,904

Т а б л и ц а 3. Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном давлении μ_{cpm} в кДж/(кмоль·К)

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух
0	29,274	29,018	29,123	35,860	33,499	29,073
100	29,538	29,048	29,178	38,112	33,741	29,152
200	29,931	29,132	29,303	40,059	34,118	29,299
300	30,400	29,287	29,517	41,755	34,575	29,521
400	30,878	29,500	29,789	43,250	35,090	29,789
500	31,334	29,764	30,099	44,573	35,630	30,095
600	31,761	30,044	30,425	45,753	36,195	30,405
700	32,150	30,341	30,752	46,813	36,789	30,723
800	32,502	30,635	31,070	47,763	37,392	31,028
900	32,825	30,924	31,376	48,617	38,008	31,321
1000	33,118	31,196	31,665	49,392	38,619	31,598
1200	33,633	31,707	32,192	50,740	39,825	32,109
1400	34,076	32,163	32,653	51,858	40,976	32,565
1600	34,474	32,565	33,051	52,800	42,056	32,967
1800	34,834	32,917	33,402	53,604	43,070	33,319
2000	35,169	33,231	33,708	54,290	43,995	33,641
2200	35,483	33,515	33,980	54,881	44,853	33,926
2500	35,927	33,875	34,336	55,617	46,017	34,307

Т а б л и ц а 4. Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном давлении μ_{cpm} в ккал/(кмоль·°C)

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	Воздух
0	6,992	6,931	6,956	8,565	8,001	6,944
100	7,055	6,938	6,969	9,103	8,059	6,963
200	7,149	6,958	6,999	9,568	8,149	6,998
300	7,261	6,995	7,050	9,973	8,258	7,051
400	7,375	7,046	7,115	10,330	8,381	7,115
500	7,484	7,109	7,189	10,646	8,510	7,188
600	7,586	7,176	7,267	10,928	8,645	7,262
700	7,679	7,247	7,345	11,181	8,787	7,338
800	7,763	7,317	7,421	11,408	8,931	7,411
900	7,840	7,386	7,494	11,612	9,078	7,481
1000	7,910	7,451	7,563	11,797	9,224	7,547
1200	8,033	7,573	7,689	12,119	9,512	7,669
1400	8,139	7,682	7,799	12,386	9,787	7,778
1600	8,234	7,778	7,894	12,611	10,045	7,874
1800	8,320	7,862	7,978	12,803	10,287	7,958
2000	8,400	7,937	8,051	12,967	10,508	8,035
2200	8,475	8,005	8,116	13,108	10,713	8,103
2500	8,581	8,091	8,201	13,284	10,991	8,194

Т а б л и ц а 5. Формулы для средней массовой (весовой) теплоемкости газов в интервале температур 0—1500 °С

Газ	Теплоемкость	
	кДж/(кг·К)	ккал/(кг·°С)
O ₂	$c_{pm} = 0,9203 + 0,0001065t$ $c_{vm} = 0,6603 + 0,0001065t$	$c_{pm} = 0,2198 + 0,00002544t$ $c_{vm} = 0,1577 + 0,00002544t$
N ₂	$c_{pm} = 1,024 + 0,00008855t$ $c_{vm} = 0,7272 + 0,00008855t$	$c_{pm} = 0,2446 + 0,00002115t$ $c_{vm} = 0,1737 + 0,00002115t$
Воздух	$c_{pm} = 0,9956 + 0,00009299t$ $c_{vm} = 0,7088 + 0,00009299t$	$c_{pm} = 0,2378 + 0,00002221t$ $c_{vm} = 0,1693 + 0,00002221t$
H ₂ O	$c_{pm} = 1,8330 + 0,0003111t$ $c_{vm} = 1,3716 + 0,0003111t$	$c_{pm} = 0,4379 + 0,00007430t$ $c_{vm} = 0,3276 + 0,00007430t$
CO ₂	$c_{pm} = 0,8654 + 0,0002443t$ $c_{vm} = 0,6764 + 0,0002443t$	$c_{pm} = 0,2067 + 0,00005836t$ $c_{vm} = 0,1616 + 0,00005836t$
CO	$c_{pm} = 1,0311 + 0,00009699t$ $c_{vm} = 0,7337 + 0,00009699t$	$c_{pm} = 0,2461 + 0,00002315t$ $c_{vm} = 0,1751 + 0,00002315t$

Т а б л и ц а 6. Формулы для средней объемной теплоемкости газов в интервале температур 0—1500° С

Газ	Теплоемкость	
	кДж/(м³·К)	ккал/(м³·°С)
O ₂	$c'_{pm} = 1,3138 + 0,0001577t$ $c'_{vm} = 0,9429 + 0,0001577t$	$c'_{pm} = 0,3138 + 0,00003766t$ $c'_{vm} = 0,2252 + 0,00003766t$
N ₂	$c'_{pm} = 1,2799 + 0,0001107t$ $c'_{vm} = 0,9089 + 0,0001107t$	$c'_{pm} = 0,3057 + 0,00002643t$ $c'_{vm} = 0,2171 + 0,00002643t$
Воздух	$c'_{pm} = 1,2866 + 0,0001201t$ $c'_{vm} = 0,9157 + 0,0001201t$	$c'_{pm} = 0,3073 + 0,00002869t$ $c'_{vm} = 0,2187 + 0,00002869t$
H ₂ O	$c'_{pm} = 1,4733 + 0,0002498t$ $c'_{vm} = 1,1024 + 0,0002498t$	$c'_{pm} = 0,3519 + 0,00005967t$ $c'_{vm} = 0,2633 + 0,00005967t$
CO ₂	$c'_{pm} = 1,6990 + 0,0004798t$ $c'_{vm} = 1,3281 + 0,0004798t$	$c'_{pm} = 0,4058 + 0,0001146t$ $c'_{vm} = 0,3172 + 0,0001146t$
CO	$c'_{pm} = 1,2880 + 0,0001211t$ $c'_{vm} = 0,9167 + 0,0001211t$	$c'_{pm} = 0,3074 + 0,00002891t$ $c'_{vm} = 0,2188 + 0,00002891t$

Т а б л и ц а 1. Насыщенный пар и вода на линии насыщения (по температурам) в системе единиц СИ

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{бар}$	$v', \text{м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{м}^3/\text{кг}$	$u', \text{кДж/кг}$	$u'', \text{кДж/кг}$	$h', \text{кДж/кг}$	$h'', \text{кДж/кг}$	$s', \text{кДж/кг}^\circ\text{C}$	$s'', \text{кДж/кг}^\circ\text{C}$
0	0,006108	0,0010002	206,321	-0,04	2501,0	2501,0	-0,0002	2501,0	9,1565
10	0,012271	0,0010003	106,419	41,99	2519,4	2519,4	0,1510	2477,4	8,9009
20	0,023368	0,0010017	57,833	83,86	2537,7	2537,7	0,2963	2453,8	8,6674
30	0,042417	0,0010043	32,929	125,66	2555,9	2555,9	0,4365	2430,2	8,4537
40	0,073749	0,0010078	19,548	167,45	2574,0	2574,0	0,5721	2406,5	8,2576
50	0,12335	0,0010121	12,048	209,26	2591,8	2591,8	0,7035	2382,5	8,0771
60	0,19919	0,0010171	7,6807	251,09	2609,5	2609,5	0,8310	2358,4	7,9106
70	0,31161	0,0010228	5,0479	292,97	2626,8	2626,8	0,9548	2333,8	7,7565
80	0,47359	0,0010292	3,4104	334,92	2643,8	2643,8	1,0752	2308,9	7,6135
90	0,70108	0,0010361	2,3624	376,94	2660,3	2660,3	1,1925	2283,4	7,4805
100	1,01325	0,0010437	1,6738	419,06	2676,3	2676,3	1,3069	2257,2	7,3564
120	1,9854	0,0010606	0,89202	503,07	2706,6	2706,6	1,5276	2202,9	7,1310
140	3,6136	0,0010801	0,50875	589,1	2734,0	2734,0	1,7390	2144,9	6,9307
160	6,1804	0,0011022	0,30685	675,5	2757,7	2757,7	1,9425	2082,2	6,7498
180	10,027	0,0011275	0,19381	763,1	2777,1	2777,1	2,1393	2014,0	6,5838
200	15,551	0,0011565	0,12714	852,4	2791,4	2791,4	2,3307	1939,0	6,4289
220	23,201	0,0011900	0,08602	943,7	2799,9	2799,9	2,5178	1856,2	6,2819
240	33,480	0,0012291	0,05964	1037,6	2801,6	2801,6	2,7021	1764,0	6,1397
260	46,940	0,0012756	0,04212	1135,0	2795,2	2795,2	2,8850	1660,2	5,9989
280	64,191	0,0013324	0,03010	1237,0	2748,4	2748,4	3,0687	1541,6	5,8555
300	85,917	0,0014041	0,02162	1345,4	2699,6	2699,6	3,2559	1403,0	5,7038
320	112,90	0,0014995	0,01544	1463,4	2622,3	2622,3	3,4513	1236,2	5,5356
340	146,08	0,0016390	0,01078	1596,8	2485,7	2485,7	3,6638	1025,5	5,3363
360	186,74	0,0018930	0,006970	1763,1	2150,7	2150,7	3,9189	722,6	5,0603
374	220,84	0,002834	0,003482	2039,2	111,5	111,5	4,3374	111,5	4,5096

П р и м е ч а н и е. Параметры критического состояния:
давление 221,15 бар;
температура 374,12°С;
удельный объем 0,003147 м³/кг.

Т а б л и ц а 2. Насыщенный пар и вода на линии насыщения (по температурам) в прежней системе единиц

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{кгс/см}^2$	$v', \text{м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{м}^3/\text{кг}$	$i' (h'), \text{ккал/кг}$	$i'' (h''), \text{ккал/кг}$	$r, \text{ккал/кг}$	$s', \text{ккал/(кг}\cdot\text{K)}$	$s'', \text{ккал/(кг}\cdot\text{K)}$
0	0,006228	0,0010002	206,321	-0,01	597,4	597,4	0	2,1870
10	0,012513	0,0010007	106,419	10,03	601,7	601,7	0,0361	2,1259
20	0,023829	0,0010012	57,833	20,03	606,1	586,1	0,0708	2,0702
30	0,043254	0,0010043	32,929	30,01	610,5	580,5	0,1042	2,0191
40	0,075203	0,0010078	19,548	40,00	614,8	574,8	0,1366	1,9723
50	0,12578	0,0010121	12,048	49,98	619,0	569,0	0,1680	1,9292
60	0,20312	0,0010171	7,6807	59,97	623,3	563,3	0,1985	1,8894
70	0,31775	0,0010228	5,0479	69,98	627,4	557,4	0,2280	1,8526
80	0,48292	0,0010292	3,4104	79,99	631,5	551,5	0,2568	1,8184
90	0,71490	0,0010361	2,3624	90,03	635,4	545,4	0,2848	1,7867
100	1,03322	0,0010437	1,6738	100,09	639,2	539,1	0,3121	1,7570
120	2,0245	0,0010606	0,89202	120,31	646,5	526,2	0,3648	1,7032
140	3,6848	0,0010801	0,50875	140,7	653,0	512,3	0,4154	1,6554
160	6,3023	0,0011022	0,30685	161,3	658,7	497,4	0,4640	1,6122
180	10,225	0,0011275	0,19381	182,3	663,3	481,0	0,5110	1,5725
200	15,857	0,0011565	0,12714	203,6	666,7	463,1	0,5567	1,5355
220	23,659	0,0011900	0,08502	225,4	668,7	443,3	0,6014	1,5004
240	34,140	0,0012291	0,05964	247,8	669,1	421,3	0,6454	1,4664
260	47,866	0,0012756	0,04212	271,1	667,6	396,5	0,6891	1,4328
280	65,457	0,0013324	0,03010	295,5	663,6	368,1	0,7329	1,3986
300	87,610	0,0014041	0,02162	321,4	656,4	335,0	0,7777	1,3623
320	115,12	0,0014995	0,01544	349,5	644,8	295,3	0,8243	1,3222
340	148,96	0,0016390	0,01078	381,4	626,3	244,9	0,8751	1,2746
360	190,42	0,0018930	0,006970	421,1	593,7	172,6	0,9360	1,2086
374	225,19	0,002834	0,003482	487,1	513,9	26,6	1,0360	1,0771

П р и м е ч а н и е. Параметры критического состояния:
давление 225,51 кгс/см²;
температура 374,12° С;
удельный объем 0,003147 м³/кг.

Т а б л и ц а 3. Насыщенный пар и вода на линии насыщения
(по давлениям) в системе единиц СИ

p , бар	t , °C	v' , м ³ /кг	v'' , м ³ /кг	i' (h'), кДж/кг	i'' (h''), кДж/кг	r , кДж/кг	s' , кДж/(кг·К)	s'' , кДж/(кг·К)
0,04	28,981	0,0010040	34,803	121,41	2554,1	2432,7	0,4224	8,4747
0,10	45,83	0,0010102	14,6760	191,84	2584,4	2392,6	0,6493	8,1505
0,50	81,35	0,0010301	3,2415	340,57	2646,0	2305,4	1,0912	7,5951
1,0	99,63	0,0010434	1,6946	417,51	2675,7	2858,2	1,3027	7,3608
2,0	120,23	0,0010508	0,88592	504,7	2706,9	2202,2	1,5301	7,1286
4,0	143,62	0,0010839	0,46242	604,7	2738,5	2133,8	1,7764	6,8966
6,0	158,84	0,0011009	0,31556	670,4	2768,4	2086,0	1,9308	6,7598
8,0	170,42	0,0011150	0,24030	720,9	2777,0	2047,5	2,0457	6,6618
10,0	179,88	0,0011274	0,19430	762,6	2783,4	2014,4	2,1382	6,5847
12,0	187,96	0,0011386	0,16320	798,4	2788,4	1985,0	2,2160	6,5210
14,0	195,04	0,0011489	0,14072	830,1	2792,2	1958,3	2,2836	6,4665
16,0	201,37	0,0011586	0,12386	858,6	2795,1	1933,6	2,3436	6,4187
18,0	207,10	0,0011678	0,11031	884,6	2797,4	1910,5	2,3976	6,3759
20,0	212,37	0,0011766	0,09953	908,6	2800,8	1888,8	2,4468	6,3373
25,0	223,94	0,0011972	0,07990	962,0	2801,9	1838,8	2,5543	6,2536
30,0	233,84	0,0012163	0,06662	1008,4	2801,9	1793,5	2,6455	6,1832
40,0	250,33	0,0012521	0,04974	1087,5	2799,4	1711,9	2,7967	6,0670
50,0	263,92	0,0012858	0,03941	1154,6	2792,8	1638,2	2,9209	5,9712
60,0	275,56	0,0013187	0,03241	1213,9	2783,3	1569,4	3,0277	5,8878
70,0	285,80	0,0013514	0,02734	1267,7	2771,4	1503,7	3,1225	5,8126
80,0	294,98	0,0013843	0,02349	1317,5	2757,5	1440,0	3,2083	5,7430
90,0	303,31	0,0014179	0,02046	1364,2	2741,8	1377,6	3,2875	5,6773
100,0	310,96	0,0014526	0,01800	1408,6	2724,4	1315,8	3,3616	5,6143
130,0	330,81	0,0015670	0,01277	1538,0	2662,4	1129,4	3,5633	5,4333
170,0	352,26	0,0017690	0,008401	1691,6	2550,8	859,2	3,8103	5,1841
220,0	373,68	0,002675	0,003757	2007,7	2192,5	184,8	4,2891	4,5748

Т а б л и ц а 4. Насыщенный пар и вода на линии насыщения
(по давлениям) в прежней системе единиц

p кгс/см ²	t , °C	v' м ³ /кг	v'' м ³ /кг	i' (h') ккал/кг	i'' (h'') ккал/кг	r ккал/кг	s' ккал/(кг·К)	s'' ккал/(кг·К)
0,4	28,645	0,0010039	35,451	28,66	609,9	581,2	0,0998	2,0258
0,10	45,45	0,0010101	14,948	45,44	617,1	571,7	0,1539	1,9484
0,50	80,86	0,0010298	3,3013	80,86	631,7	550,8	0,2592	1,8152
1,0	99,09	0,0010431	1,7258	99,17	638,8	539,6	0,3097	1,7595
2,0	119,62	0,0010603	0,90228	119,92	646,3	526,4	0,3639	1,7041
4,0	142,92	0,0010831	0,47100	143,7	653,8	510,1	0,4226	1,6487
6,0	158,08	0,0011000	0,32144	159,3	658,1	498,8	0,4594	1,6161
8,0	169,61	0,0011140	0,24479	171,3	661,0	489,7	0,4867	1,5927
10,0	179,04	0,0011262	0,19796	181,2	663,1	481,9	0,5087	1,5748
12,0	187,08	0,0011373	0,16628	189,8	664,6	474,8	0,5273	1,5591
14,0	194,13	0,0011476	0,14339	197,3	665,8	468,5	0,5434	1,5461
16,0	200,43	0,0011572	0,12604	204,0	666,8	462,8	0,5576	1,5347
18,0	206,14	0,0011662	0,11242	210,2	667,5	457,3	0,5705	1,5245
20,0	211,38	0,0011749	0,10144	215,9	668,0	452,1	0,5822	1,5153
25,0	222,90	0,0011952	0,08145	228,6	668,9	440,3	0,6078	1,4954
30,0	232,76	0,0012142	0,06793	239,6	669,2	429,6	0,6295	1,4786
40,0	249,18	0,0012494	0,05074	258,4	668,7	410,3	0,6654	1,4510
50,0	262,70	0,0012826	0,04023	274,3	667,5	392,9	0,6950	1,4282
60,0	274,29	0,0013149	0,03311	288,4	665,1	376,7	0,7204	1,4085
70,0	284,48	0,0013469	0,02795	301,1	662,4	361,3	0,7429	1,3907
80,0	293,62	0,0013792	0,02403	312,9	659,2	346,3	0,7632	1,3742
90,0	301,92	0,0014120	0,02094	323,9	655,6	331,7	0,7820	1,3587
130,0	329,30	0,0015566	0,01313	363,7	637,3	273,6	0,8473	1,3013
170,0	350,66	0,0017487	0,008698	400,9	611,9	211,0	0,9052	1,2434
225,0	373,93	0,002782	0,003565	484,7	516,8	32,1	1,0323	1,0819

Т а б л и ц а 5. Вода и перегретый пар* в системе единиц СИ [ρ в м³/кг; i (h) в кДж/кг; s в кДж/(кг·К)]

р. бар	Параметры	t, °C							
		20	40	60	80	100	120	140	
0,04	ν	0,0010017	36,08	38,40	40,72	43,03	45,34	47,65	
	i (h) s	83,9 0,2963	2574,8 8,5421	2612,4 8,6586	2650,2 8,7685	2688,0 8,8727	2726,0 8,9718	2764,1 9,0664	
0,1	ν	0,0010017	0,0010078	15,34	16,27	17,20	18,12	19,05	
	i (h) s	83,9 0,2963	167,4 0,5721	2611,3 8,2331	2649,3 8,3437	2687,3 8,4484	2725,4 8,5479	2763,6 8,6427	
1,0	ν	0,0010017	0,0010078	0,0010171	0,0010292	1,696	1,793	1,889	
	i (h) s	84,0 0,2963	167,5 0,5721	251,2 0,8309	335,0 1,0752	2676,5 7,3628	2716,8 7,4681	2756,6 7,5669	
4,0	ν	0,0010015	0,0010076	0,0010170	0,0010290	0,0010436	0,0010605	0,0010800	
	i (h) s	84,2 0,2962	167,8 0,5720	251,4 0,8308	335,2 1,0750	419,3 1,3066	503,9 1,5274	589,1 1,7389	
8,0	ν	0,0010014	0,0010075	0,0010168	0,0010288	0,0010433	0,0010603	0,0010798	
	i (h) s	84,6 0,2961	168,2 0,5718	251,7 0,8306	335,5 1,0748	419,6 1,3063	504,1 1,5270	589,4 1,7385	
10,0	ν	0,0010013	0,0010074	0,0010167	0,0010287	0,0010432	0,0010602	0,0010796	
	i (h) s	84,8 0,2961	168,3 0,5717	251,9 0,8305	335,7 1,0746	419,7 1,3062	504,3 1,5269	589,5 1,7383	
12,0	ν	0,0010012	0,0010073	0,0010166	0,0010286	0,0010431	0,0010600	0,0010795	
	i (h) s	85,0 0,2960	168,5 0,5716	252,1 0,8304	335,8 1,0745	419,9 1,3060	504,4 1,5267	589,6 1,7381	
16,0	ν	0,0010010	0,0010071	0,0010164	0,0010284	0,0010429	0,0010598	0,0010792	
	i (h) s	85,4 0,2960	168,9 0,5715	252,4 0,8301	336,1 1,0742	420,2 1,3057	504,7 1,5263	589,9 1,7377	
20,0	ν	0,0010008	0,0010069	0,0010162	0,0010282	0,0010427	0,0010596	0,0010790	
	i (h) s	85,7 0,2959	169,2 0,5713	252,7 0,8299	336,5 1,0740	420,5 1,3054	505,0 1,5260	590,2 1,7373	

* Числа слева от ступенчатой линии относятся к воде, справа — к перегретому пару.

* Числа слева от ступенчатой линии относятся к воде, справа — к перегретому пару.

p, бар	Параметры	t, °C						
		20	40	60	80	100	120	140
25,0	ν i (h) s	0,0010006 86,2 0,2958	0,0010067 169,7 0,5711	0,0010160 253,2 0,8297	0,0010280 335,9 1,0736	0,0010424 420,9 1,3050	0,0010593 505,3 1,5255	0,0010787 590,5 1,7368
30,0	ν i (h) s	0,0010004 86,7 0,2957	0,0010065 170,1 0,5709	0,0010158 253,6 0,8294	0,0010278 337,3 1,0733	0,0010422 421,2 1,3046	0,0010590 505,7 1,5250	0,0010783 590,8 1,7362
50,0	ν i (h) s	0,0009995 88,6 0,2952	0,0010056 171,9 0,5702	0,0010149 255,3 0,8283	0,0010268 338,8 1,0720	0,0010412 422,7 1,3030	0,0010579 507,1 1,5232	0,0010771 592,1 1,7342
70,0	ν i (h) s	0,0009986 90,4 0,2948	0,0010047 173,6 0,5694	0,0010140 256,9 0,8273	0,0010259 340,4 1,0707	0,0010401 424,2 1,3015	0,0010567 508,5 1,5215	0,0010758 593,4 1,7321
90,0	ν i (h) s	0,0009977 92,3 0,2944	0,0010038 175,4 0,5686	0,0010131 258,6 0,8262	0,0010249 342,0 1,0694	0,0010391 425,8 1,3000	0,0010556 509,9 1,5197	0,0010745 594,7 1,7301
130,0	ν i (h) s	0,0009959 96,0 0,2935	0,0010021 178,9 0,5670	0,0010113 262,0 0,8241	0,0010231 345,2 1,0668	0,0010371 428,8 1,2969	0,0010534 512,8 0,5162	0,0010721 597,4 1,7261
170,0	ν i (h) s	0,0009942 99,7 0,2926	0,0010004 182,4 0,5655	0,0010096 265,3 0,8220	0,0010212 348,4 1,0642	0,0010351 431,8 1,2939	0,0010512 515,6 1,5127	0,0010697 600,0 1,7222
220,0	ν i (h) s	0,0009920 104,4 0,2914	0,0009983 186,8 0,5635	0,0010075 269,5 0,8194	0,0010190 352,4 1,0610	0,0010327 435,6 1,2902	0,0010486 519,2 1,5084	0,0010667 603,4 1,7173
240,0	ν i (h) s	0,0009912 106,2 0,2910	0,0009975 188,6 0,5627	0,0010066 271,1 0,8184	0,0010181 354,0 1,0598	0,0010318 437,1 1,2887	0,0010476 520,6 1,5067	0,0010656 604,7 1,7154
300,0	ν i (h) s	0,0009886 111,7 0,2895	0,0009950 193,8 0,5604	0,0010041 276,1 0,8153	0,0010155 358,7 1,0560	0,0010289 441,6 1,2843	0,0010445 524,9 1,5017	0,0010621 608,7 1,7097

p, бар	Параметры	t, °C									
		180	200	220	260	280	300	320			
0,04	ν t (h) s	52,27 2840,9 9,2438	54,58 2879,6 9,3274	56,89 2918,5 9,4080	61,51 2997,0 9,5610	63,81 3036,6 9,6340	66,12 3076,5 9,7047	68,43 3116,6 9,7735			
0,1	ν t (h) s	20,90 2840,6 8,8204	21,82 2879,3 8,9041	22,75 2918,3 8,9848	24,60 2996,8 9,1379	25,52 3036,5 9,2109	26,44 3076,3 9,2817	27,37 3116,4 9,3504			
1,0	ν t (h) s	2,078 2835,7 7,7496	2,172 2875,2 7,8348	2,266 2914,7 7,9166	2,453 2994,1 8,0714	2,546 3034,0 8,1449	2,639 3074,1 8,2162	2,732 3114,4 8,2853			
4,0	ν t (h) s	0,5094 2818,3 7,0802	0,5343 2860,6 7,1715	0,5588 2902,3 7,2578	0,6072 2984,7 7,4185	0,6311 3025,7 7,4940	0,6548 3066,7 7,5668	0,6785 3107,8 7,6372			
8,0	ν t (h) s	0,2471 2792,0 6,7144	0,2608 2839,2 6,8164	0,2740 2884,5 6,9101	0,2995 2971,6 7,0800	0,3119 3014,2 7,1586	0,3241 3056,5 7,2337	0,3363 3098,7 7,3059			
10,0	ν t (h) s	0,1944 2777,3 6,5854	0,2059 2827,5 6,6940	0,2169 2874,9 6,7921	0,2378 2964,8 6,9674	0,2480 3008,3 7,0475	0,2580 3051,3 7,1239	0,2678 3094,0 7,1971			
12,0	ν t (h) s	0,0011274 763,2 2,1390	0,1692 2815,2 6,5891	0,1788 2865,0 6,6922	0,1968 2957,8 6,8732	0,2054 3002,3 6,9551	0,2138 3046,0 7,0328	0,2222 3089,3 7,1070			
16,0	ν t (h) s	0,0011270 763,4 2,1385	0,0011564 852,4 2,3306	0,1310 2843,7 6,5252	0,1453 2943,3 6,7196	0,1521 2989,6 6,8052	0,1586 3035,2 6,8858	0,1651 3079,7 6,9621			
20,0	ν t (h) s	0,0011266 763,6 2,1379	0,0011560 852,6 2,3300	0,10211 2820,4 6,5842	0,1144 2927,9 6,5941	0,1200 2976,9 6,6842	0,1255 3024,0 6,7679	0,1308 3069,8 6,8466			

p, бар	Параметры	t, °C						
		180	200	220	260	280	300	320
25,0	ν i (h) s	0,0011262 763,9 2,1372	0,0011555 852,8 2,3292	0,0011897 943,7 2,5175	0,08953 2907,5 6,4610	0,09434 2959,8 6,5573	0,09892 3009,4 6,6454	0,10334 3057,1 6,7273
30,0	ν i (h) s	0,0011258 764,1 2,1366	0,0011550 853,0 2,3284	0,0011891 943,9 2,5166	0,07286 2885,5 6,3440	0,07714 2941,8 6,4477	0,08116 2994,2 6,5408	0,08500 3044,0 6,6262
50,0	ν i (h) s	0,0011241 765,2 2,1339	0,0011530 853,8 2,3253	0,0011866 944,4 2,5129	0,0012750 1135,0 2,8842	0,04224 2857,0 6,0889	0,04532 2925,4 6,2104	0,04811 2986,2 6,3147
70,0	ν i (h) s	0,0011224 766,2 2,1312	0,0011510 854,6 2,3222	0,0011841 945,0 2,5093	0,0012708 1134,7 2,8789	0,0013307 1236,7 3,0667	0,002946 2839,2 5,9322	0,03199 2917,8 6,0672
90,0	ν i (h) s	0,0011207 767,2 2,1986	0,0011490 855,5 2,3191	0,0011817 945,6 2,5057	0,0012667 1134,4 2,8737	0,0013249 1235,6 3,0600	0,0014022 1344,9 3,2539	0,02268 2833,5 5,8341
130,0	ν i (h) s	0,0011175 769,4 2,1233	0,0011451 857,2 2,3131	0,0011770 946,9 2,4987	0,0012590 1134,1 2,8636	0,0013141 1233,9 3,0472	0,0013855 1340,5 3,2365	0,0014869 1459,2 3,4400
170,0	ν i (h) s	0,0011143 771,5 2,1182	0,0011414 859,0 2,3073	0,0011725 948,3 2,4920	0,0012517 1134,0 2,8540	0,0013041 1232,4 3,0352	0,0013707 1336,9 3,2206	0,0014615 1451,2 3,4186
220,0	ν i (h) s	0,0011105 774,2 2,1120	0,0011369 861,4 2,3001	0,0011671 950,1 2,4837	0,0012432 1134,1 2,8425	0,0012927 1231,1 3,0210	0,0013542 1333,3 3,2024	0,0014351 1443,4 3,3913
240,0	ν i (h) s	0,0011090 775,3 2,1095	0,0011352 862,3 2,2973	0,0011651 950,8 2,4805	0,0012400 1134,2 2,8380	0,0012883 1230,7 3,0157	0,0013482 1332,1 3,1956	0,0014258 1440,8 3,3821
300,0	ν i (h) s	0,0011046 778,7 2,1022	0,0011300 865,2 2,2891	0,0011590 953,1 2,4711	0,0012307 1134,8 2,8252	0,0012762 1229,9 3,0002	0,0013315 1329,0 3,1763	0,0014010 1434,3 3,3568

р. бар	Параметры	t, °C									
		340	360	400	420	440	480	500			
0,04	ν t (h) s	70,74 3156,0 9,8404	73,05 3197,5 9,9055	77,66 3279,5 10,031	79,97 3320,8 10,092	82,28 3362,4 10,151	86,89 3446,5 10,265	89,20 3489,0 10,321			
0,1	ν t (h) s	28,29 3156,8 9,4174	29,22 3197,4 9,4825	31,06 3279,4 9,6081	31,99 3320,7 9,6686	32,91 3362,4 9,7279	34,76 3446,4 9,8426	35,68 3488,9 9,8982			
1,0	ν t (h) s	2,824 3155,1 8,3525	2,917 3195,7 8,4179	3,103 3278,0 8,5469	3,195 3319,5 8,6046	3,288 3361,2 8,6640	3,473 3445,4 8,7789	3,565 3487,9 8,8346			
4,0	ν t (h) s	0,7021 3148,9 7,7054	0,7257 3190,2 7,7717	0,7726 3273,4 7,8991	0,7960 3315,2 7,9603	0,8193 3357,3 8,0201	0,8660 3442,0 8,1357	0,8893 3484,7 8,1917			
8,0	ν t (h) s	0,3484 3140,7 7,3756	0,3604 3182,7 7,4430	0,3842 3267,2 7,5724	0,3961 3309,5 7,6344	0,4079 3352,0 7,6947	0,4315 3437,4 7,8113	0,4432 3480,5 7,8677			
10,0	ν t (h) s	0,2776 3136,5 7,2675	0,2873 3178,9 7,3356	0,3056 3264,0 7,4606	0,3161 3306,6 7,5283	0,3256 3349,3 7,5890	0,3446 3435,1 7,7061	0,3540 3478,3 7,7627			
12,0	ν t (h) s	0,2304 3132,2 7,1782	0,2386 3175,1 7,2470	0,2548 3260,9 7,3784	0,2628 3303,7 7,4411	0,2708 3346,6 7,5021	0,2867 3432,8 7,6197	0,2946 3476,1 7,6765			
16,0	ν t (h) s	0,1714 3123,6 7,0350	0,1777 3167,4 7,1051	0,1900 3254,5 7,2386	0,1961 3297,9 7,3020	0,2022 3341,2 7,3637	0,2142 3428,1 7,4823	0,2202 3471,8 7,5395			
20,0	ν t (h) s	0,1360 3114,9 6,9212	0,1411 3159,5 6,9929	0,1512 3248,1 7,1285	0,1561 3291,9 7,1927	0,1610 3335,8 7,2550	0,1708 3423,5 7,3747	0,1756 3467,4 7,4323			

p, бар	Параметры	t, °C									
		340	360	400	420	440	480	500			
25,0	ν	0,1076	0,1119	0,1201	0,1241	0,1281	0,1360	0,1399			
	i (h) s	3103,6 6,8044	3149,6 6,8781	3239,9 7,0165	3284,5 7,0817	3328,9 7,1449	3417,5 7,2659	3461,9 7,3240			
30,0	ν	0,08871	0,09232	0,09933	0,10276	0,1061	0,1128	0,1161			
	i (h) s	3092,1 6,7060	3139,3 6,7818	3231,6 6,9231	3276,9 6,9894	3321,9 7,0535	3411,6 7,1758	3456,4 7,2345			
50,0	ν	0,05070	0,05316	0,05780	0,06002	0,06220	0,06644	0,06853			
	i (h) s	3042,2 6,4077	3095,9 6,4939	3196,9 6,6486	3245,4 6,7196	3293,2 6,7875	3387,2 6,9158	3433,8 6,9768			
70,0	ν	0,03421	0,03623	0,03992	0,04165	0,04332	0,04654	0,04810			
	i (h) s	2985,5 6,1797	3047,6 6,2793	3159,7 6,4511	3212,1 6,5278	3263,0 6,6002	3361,9 6,7352	3410,5 6,7988			
90,0	ν	0,02484	0,02669	0,02993	0,03139	0,03280	0,03546	0,03675			
	i (h) s	2919,6 5,9771	2993,2 6,0953	3119,7 6,2891	3176,7 6,3725	3231,2 6,4502	3335,7 6,5927	3386,4 6,6592			
130,0	ν	0,01402	0,01604	0,01901	0,02025	0,02139	0,02350	0,02448			
	i (h) s	2738,8 5,5589	2858,9 5,7518	3029,3 6,0132	3098,6 6,1147	3162,6 6,2057	3280,4 6,3666	3336,1 6,4395			
170,0	ν	0,0016042	0,009616	0,01303	0,01422	0,01527	0,01712	0,01797			
	i (h) s	1585,0 3,6384	2653,6 5,3475	2920,2 5,7575	3008,6 5,8870	3085,7 5,9968	3220,8 6,1811	3282,6 6,2620			
220,0	ν	0,0015515	0,001760	0,008262	0,009586	0,01064	0,01237	0,01312			
	i (h) s	1567,5 3,5969	1721,8 3,8442	2739,7 5,4114	2872,8 5,6064	2975,4 5,7523	3139,7 5,9767	3210,8 6,0700			
240,0	ν	0,0015348	0,001716	0,006738	0,008205	0,009294	0,01101	0,01174			
	i (h) s	1562,0 3,5830	1707,3 3,8158	2642,0 5,2439	2808,2 5,4876	2925,7 5,6547	3104,9 5,8996	3180,5 5,9987			
300,0	ν	0,0014937	0,001629	0,002806	0,004919	0,006221	0,007982	0,008679			
	i (h) s	1549,0 3,5469	1678,6 3,7546	2159,1 4,4854	2557,2 5,0694	2751,7 5,3404	2992,2 5,6751	3083,9 5,7954			

ρ, бар	Параметры	t, °C						
		540	560	580	600	640	680	700
8,0	ν $t(h)$ s	0,4667 3567,2 7,9771	0,4784 3610,9 8,0302	0,4901 3654,8 8,0823	0,5018 3699,0 8,1335	0,5251 3788,1 8,2332	0,5484 3878,2 8,3298	0,5600 3923,7 8,3770
10,0	ν $t(h)$ s	0,3729 3565,3 7,8724	0,3823 3609,1 7,9256	0,3916 3653,2 7,9779	0,4010 3697,4 8,0292	0,4197 3786,6 8,1291	0,4384 3876,9 8,2258	0,4478 3922,4 8,2731
12,0	ν $t(h)$ s	0,3103 3563,4 7,7865	0,3182 3607,3 7,8399	0,3260 3651,5 7,8923	0,3339 3695,8 7,9436	0,3495 3785,2 8,0437	0,3651 3875,6 8,1406	0,3729 3921,2 8,1880
16,0	ν $t(h)$ s	0,2322 3559,6 7,6502	0,2381 3603,7 7,7039	0,2440 3648,1 7,7565	0,2499 3692,7 7,8081	0,2617 3782,3 7,9086	0,2735 3873,0 8,0057	0,2793 3918,7 8,0532
20,0	ν $t(h)$ s	0,1852 3555,8 7,5437	0,1900 3600,2 7,5977	0,1948 3644,8 7,6506	0,1995 3689,5 7,7024	0,2090 3779,5 7,8032	0,2185 3870,4 7,9006	0,2232 3916,3 7,9483
25,0	ν $t(h)$ s	0,1477 3551,0 7,4363	0,1516 3595,7 7,4906	0,1554 3640,5 7,5438	0,1592 3685,5 7,5960	0,1669 3775,9 7,6972	0,1745 3867,2 7,7950	0,1783 3913,2 7,8428
30,0	ν $t(h)$ s	0,1227 3546,1 7,3477	0,1259 3591,1 7,4024	0,1292 3636,3 7,4560	0,1324 3681,0 7,5084	0,1388 3772,3 7,6101	0,1452 3863,9 7,7082	0,1483 3910,1 7,7562

p, бар	Параметры	t, °C						
		540	560	580	600	640	680	700
50,0	ν $t(h)$ s	0,07262 3526,5 7,0938	0,07464 3572,8 7,1501	0,07665 3619,1 7,2050	0,07864 3665,4 7,2586	0,08259 3757,9 7,3622	0,08651 3850,9 7,4619	0,08846 3897,7 7,5105
70,0	ν $t(h)$ s	0,05116 3506,4 6,9198	0,05266 3554,1 6,9778	0,05414 3601,6 7,0342	0,05561 3649,0 7,0890	0,05851 3743,3 7,1947	0,06138 3837,8 7,2900	0,06280 3885,3 7,3453
90,0	ν $t(h)$ s	0,03923 3485,9 6,7846	0,04044 3535,0 6,8444	0,04163 3583,9 6,9023	0,04281 3632,4 6,9585	0,04513 3728,6 7,0663	0,04742 3824,7 7,1693	0,04854 3872,9 7,2193
130,0	ν $t(h)$ s	0,02637 3443,4 6,5749	0,02727 3495,8 6,6386	0,02816 3547,5 6,6999	0,02903 3598,4 6,7590	0,03072 3698,9 6,8714	0,03238 3798,2 6,9779	0,03320 3847,8 7,0294
170,0	ν $t(h)$ s	0,01954 3399,1 6,4090	0,02029 3455,1 6,4770	0,02102 3509,9 6,5421	0,02173 3563,6 6,6043	0,02310 3668,6 6,7218	0,02442 3771,4 6,8321	0,02507 3822,6 6,8852
220,0	ν $t(h)$ s	0,01449 3341,0 6,2342	0,01513 3402,1 6,3085	0,01574 3461,2 6,3787	0,01633 3518,8 6,4453	0,01746 3630,0 6,5698	0,01855 3737,6 6,6852	0,01908 3790,7 6,7404
240,0	ν $t(h)$ s	0,01305 3316,9 6,1708	0,01366 3380,2 6,2478	0,01424 3441,3 6,3202	0,01480 3500,5 6,3888	0,01587 3614,3 6,5162	0,01689 3724,0 6,6338	0,01738 3777,9 6,6898
300,0	ν $t(h)$ s	0,009889 3241,7 5,9945	0,01043 3312,6 6,0806	0,01095 3379,8 6,1604	0,01144 3444,2 6,2351	0,01236 3566,5 6,3720	0,01323 3682,6 6,4965	0,01365 3739,2 6,5553

Т а б л и ц а 6. Вода и перегретый пар* в прежней системе единиц [v в м³/кг; i (h) в ккал/кг; s в ккал/(кг·К)]

ρ , кг/см ³	Параметры	t , °C						
		20	40	60	80	100	120	140
0,04	v	0,0010017	36,79	39,16	41,52	43,88	46,23	48,59
	i (h)	20,0	651,00	624,0	633,0	642,0	651,1	660,2
0,10	s	0,0708	2,0424	2,0702	2,0965	2,1214	2,1450	2,1676
	v	0,0010017	40,0	15,641	16,59	17,54	18,48	19,42
1,0	i (h)	20,0	0,0010078	623,7	632,8	641,9	650,9	660,1
	s	0,0708	0,1366	1,9386	1,9950	2,0200	2,0438	2,0664
4,0	v	0,0010017	0,0010078	0,0010171	0,0010292	0,0010436	0,0010605	0,0010800
	i (h)	20,1	40,0	60,0	80,0	100,1	120,3	140,7
8,0	s	0,0708	0,1366	0,1985	0,2568	0,3121	0,3648	0,4153
	v	0,0010015	0,0010076	0,0010170	0,0010290	0,0010433	0,0010603	0,0010798
10,0	i (h)	20,1	40,1	60,0	80,1	100,2	120,4	140,8
	s	0,0707	0,1366	0,1984	0,2567	0,3120	0,3647	0,4152
12,0	v	0,010013	0,0010074	0,0010167	0,0010287	0,0010432	0,0010602	0,0010797
	i (h)	20,2	40,2	60,2	80,2	100,2	120,4	140,8
16,0	s	0,0707	0,1366	0,1984	0,2567	0,3120	0,3647	0,4152
	v	0,0010012	0,0010073	0,0010166	0,0010286	0,0010431	0,0010601	0,0010795
20,0	i (h)	20,3	40,2	60,2	80,2	100,3	120,5	140,8
	s	0,0707	0,1365	0,1983	0,2566	0,3119	0,3646	0,4151
20,0	v	0,0010010	0,0010071	0,0010164	0,0010285	0,0010429	0,0010598	0,0010793
	i (h)	20,4	40,3	60,3	80,3	100,4	120,5	140,9
20,0	s	0,0707	0,1365	0,1983	0,2566	0,3119	0,3646	0,4150
	v	0,0010008	0,0010069	0,0010162	0,0010283	0,0010427	0,0010596	0,0010790
	i (h)	20,5	40,4	60,4	80,4	100,4	120,6	141,0
	s	0,0707	0,1365	0,1982	0,2565	0,3118	0,3645	0,4150

* Числа слева от ступенчатой линии относятся к воде, справа — к перегретому пару.

ρ , кгс/см ²	Параметры	t , °C							
		20	40	60	80	100	120	140	
25,0	ν $t(h)$ s	0,0010006 20,6 0,0706	0,0010067 40,5 0,1364	0,0010160 60,5 0,1982	0,0010280 80,4 0,2564	0,0010425 100,5 0,3117	0,0010593 120,7 0,3644	0,0010787 141,0 0,4148	
30,0	ν $t(h)$ s	0,0010004 20,7 0,0706	0,0010065 40,6 0,1364	0,0010158 60,6 0,1981	0,0010278 80,5 0,2564	0,0010422 100,6 0,3116	0,0010590 120,8 0,3643	0,0010784 141,1 0,4147	
50,0	ν $t(h)$ s	0,0009995 21,1 0,0705	0,0010056 41,0 0,1362	0,0010149 60,9 0,1978	0,0010269 80,9 0,2560	0,0010412 101,0 0,3112	0,0010579 121,1 0,3638	0,0010771 141,4 0,4142	
70,0	ν $t(h)$ s	0,0009986 21,6 0,0704	0,0010048 41,4 0,1360	0,0010140 61,3 0,1976	0,0010259 81,3 0,2557	0,0010402 101,3 0,3109	0,0010568 121,4 0,3634	0,0010759 141,7 0,4137	
90,0	ν $t(h)$ s	0,0009978 22,0 0,0703	0,0010039 41,8 0,1358	0,0010132 61,7 0,1974	0,0010250 81,6 0,2554	0,0010392 101,6 0,3105	0,0010557 121,8 0,3630	0,0010746 142,0 0,4133	
130,0	ν $t(h)$ s	0,0009966 22,9 0,0701	0,0010022 42,7 0,1354	0,0010114 62,5 0,1969	0,0010232 82,4 0,2548	0,0010372 102,4 0,3098	0,0010536 122,4 0,3622	0,0010722 142,6 0,4123	
170,0	ν $t(h)$ s	0,0009943 23,7 0,0699	0,0010006 43,5 0,1351	0,0010097 63,3 0,1964	0,0010214 83,1 0,2542	0,0010353 103,1 0,3091	0,0010514 123,1 0,3614	0,0010699 143,3 0,4114	
220,0	ν $t(h)$ s	0,0009922 24,8 0,0696	0,0009985 44,5 0,1346	0,0010076 64,3 0,1958	0,0010192 84,1 0,2535	0,0010329 104,0 0,3082	0,0010488 123,9 0,3604	0,0010670 144,0 0,4103	
240,0	ν $t(h)$ s	0,0009913 25,3 0,0695	0,0009977 44,9 0,1344	0,0010068 64,7 0,1955	0,0010183 84,5 0,2532	0,0010320 104,3 0,3079	0,0010478 124,3 0,3600	0,0010658 144,4 0,4098	
300,0	ν $t(h)$ s	0,0009889 26,6 0,0692	0,0009953 46,2 0,1339	0,0010044 65,8 0,1948	0,0010157 85,6 0,2523	0,0010292 105,4 0,3068	0,0010448 125,3 0,3588	0,0010625 145,3 0,4085	

ρ, кгс/см²	Параметры	t, °C						
		180	200	220	260	280	300	320
0,04	ν	53,30	55,66	58,01	62,72	65,07	67,43	69,78
	$t(h)$	678,5	687,8	697,1	715,8	725,3	734,8	744,4
0,10	s	2,2100	2,2300	2,2492	2,2358	2,3032	2,3201	2,3365
	ν	21,31	22,26	23,20	25,08	26,02	26,97	27,91
1,0	$t(h)$	678,4	687,7	697,0	715,8	725,2	734,8	744,3
	s	2,1089	2,1289	2,1481	2,1847	2,2021	2,2190	2,2355
4,0	ν	2,120	2,215	2,311	2,501	2,596	2,691	2,786
	$t(h)$	677,3	686,7	696,1	715,1	724,7	734,2	743,9
8,0	s	1,8531	1,8735	1,8930	1,9300	1,9475	1,9645	1,9811
	ν	0,5197	0,5451	0,5701	0,6193	0,6437	0,6679	0,6920
10,0	$t(h)$	673,3	683,3	693,3	712,9	722,7	732,5	742,3
	s	1,6934	1,7152	1,7358	1,7741	1,7921	1,8095	1,8263
12,0	ν	0,2523	0,2662	0,2796	0,3055	0,3182	0,3307	0,3430
	$t(h)$	667,1	678,3	689,1	709,9	720,0	730,1	740,2
16,0	s	1,6063	1,6306	1,6528	1,6934	1,7121	1,7300	1,7472
	ν	0,1985	0,2103	0,2214	0,2427	0,2530	0,2632	0,2732
20,0	$t(h)$	663,7	675,6	686,9	708,2	718,7	728,9	739,1
	s	1,5757	1,6014	1,6248	1,6665	1,6856	1,7038	1,7213
12,0	ν	0,0011274	0,1729	0,1826	0,2008	0,2096	0,2182	0,2267
	$t(h)$	182,3	672,8	684,6	706,7	717,3	727,7	738,0
16,0	s	0,5109	1,5765	1,6010	1,6441	1,6636	1,6821	1,6998
	ν	0,0011270	0,0011565	0,1338	0,1484	0,1552	0,1619	0,1685
20,0	$t(h)$	182,3	203,6	679,6	703,3	714,3	725,1	735,8
	s	0,5108	0,5567	1,5613	1,6075	1,6279	1,6471	1,6652
20,0	ν	0,0011267	0,0011561	0,1044	0,1168	0,1226	0,1281	0,1335
	$t(h)$	182,4	203,6	674,2	699,7	711,3	722,5	733,4
20,0	s	0,5106	0,5565	1,5279	1,5776	1,5991	1,6190	1,6377

ρ, кгс/см²	Параметры	t, °C									
		180	200	220	260	280	300	320			
25,0	v	0,0011263	0,0011556	0,0011898	0,09150	0,09637	0,10098	0,1055			
	i (h) s	182,4 0,5105	203,7 0,5563	225,4 0,6013	694,9 1,5461	707,3 1,5689	719,1 1,5898	730,5 1,6093			
30,0	v	0,0011258	0,0011551	0,0011892	0,07451	0,07884	0,08291	0,08681			
	i (h) s	182,5 0,5103	203,7 0,5561	225,4 0,6011	683,8 1,5183	703,1 1,5429	715,6 1,5650	727,4 1,5853			
50,0	v	0,0011242	0,0011530	0,0011867	0,0012752	0,01330	0,01640	0,01921			
	i (h) s	182,7 0,5097	203,9 0,5554	225,6 0,6002	271,1 0,6889	683,5 1,4581	699,6 1,4867	714,0 1,5113			
70,0	v	0,0011225	0,0011511	0,0011843	0,0012711	0,0013311	0,03027	0,03279			
	i (h) s	183,0 0,5091	204,1 0,5547	225,7 0,5994	271,0 0,6876	295,4 0,7326	679,7 1,4213	698,1 1,4529			
90,0	v	0,0011209	0,0011491	0,0011819	0,0012671	0,0013254	0,0014030	0,02334			
	i (h) s	183,2 0,5084	204,3 0,5540	225,8 0,5986	271,0 0,6865	295,2 0,7310	321,3 0,7774	678,7 1,3984			
130,0	v	0,0011177	0,0011454	0,0011773	0,0012595	0,0013147	0,0013865	0,0014887			
	i (h) s	183,7 0,5072	204,7 0,5526	226,1 0,5969	270,9 0,6841	294,7 0,7280	320,2 0,7733	348,7 0,8220			
170,0	v	0,0011146	0,0011417	0,0011729	0,0012523	0,0013049	0,0013718	0,0014634			
	i (h) s	184,2 0,5060	205,1 0,5512	226,5 0,5953	270,8 0,6818	294,4 0,7252	319,4 0,7695	346,8 0,8165			
220,0	v	0,0011108	0,0011373	0,0011676	0,0012439	0,0012936	0,0013556	0,0014371			
	i (h) s	184,9 0,5046	205,7 0,5495	226,9 0,5934	270,9 0,6791	294,1 0,7218	318,5 0,7653	344,9 0,8105			
240,0	v	0,0011093	0,0011356	0,0011655	0,0012407	0,0012894	0,0013496	0,0014279			
	i (h) s	185,1 0,5040	205,9 0,5489	227,0 0,5926	270,9 0,6781	294,0 0,7206	318,2 0,7636	344,3 0,8083			
300,0	v	0,0011050	0,0011305	0,0011596	0,0012316	0,0012774	0,0013330	0,0014033			
	i (h) s	185,9 0,5023	206,6 0,5469	227,6 0,5904	271,0 0,6751	293,8 0,7169	317,5 0,7591	342,7 0,8023			

ρ, кгс/см³	Параметры	t, °C						
		340	360	400	420	440	480	500
0,04	ν	72,13	74,49	79,19	81,55	83,90	88,61	90,96
	$t(h)$ s	754,0 2,3525	763,7 2,3680	783,3 2,3980	793,2 2,4125	803,1 2,4266	823,2 2,4540	833,3 2,4673
0,10	ν	28,85	29,79	31,68	32,62	33,56	35,44	36,38
	$t(h)$ s	754,0 2,2514	763,7 2,2670	783,3 2,2970	793,1 2,3115	803,1 2,3256	823,1 2,3530	833,3 2,3663
1,0	ν	2,880	2,975	3,164	3,258	3,353	3,541	3,636
	$t(h)$ s	753,6 1,9971	763,3 2,0127	782,9 2,0428	792,8 2,0573	802,8 2,0715	822,9 2,0989	833,1 2,1122
4,0	ν	0,7161	0,7401	0,7879	0,8117	0,8356	0,8831	0,9069
	$t(h)$ s	752,1 1,8426	762,0 1,8584	781,9 1,8888	791,8 1,9035	801,9 1,9177	822,1 1,9454	832,3 1,9587
8,0	ν	0,3553	0,3676	0,3919	0,4040	0,4160	0,4401	0,4520
	$t(h)$ s	750,2 1,7639	760,2 1,7800	780,4 1,8108	790,5 1,8256	800,6 1,8401	821,1 1,8679	831,3 1,8814
10,0	ν	0,2832	0,2931	0,3127	0,3224	0,3321	0,3514	0,3611
	$t(h)$ s	749,2 1,7381	759,4 1,7543	779,7 1,7855	789,8 1,8003	800,0 1,8149	820,5 1,8428	830,8 1,8563
12,0	ν	0,2351	0,2434	0,2599	0,2680	0,2762	0,2924	0,3004
	$t(h)$ s	748,2 1,7168	758,5 1,7332	778,9 1,7645	789,2 1,7795	799,4 1,7941	820,0 1,8221	830,3 1,8357
16,0	ν	0,1749	0,1813	0,1938	0,2001	0,2062	0,2185	0,2246
	$t(h)$ s	746,2 1,6826	756,7 1,6994	777,4 1,7312	787,8 1,7463	798,1 1,7610	818,9 1,7894	829,3 1,8030
20,0	ν	0,1388	0,1440	0,1542	0,1593	0,1643	0,1742	0,1791
	$t(h)$ s	744,2 1,6555	754,8 1,6726	775,9 1,7049	786,4 1,7203	796,8 1,7351	817,8 1,7637	828,3 1,7774

ρ , кг/см ³	Параметры	t , °C						
		340	360	400	420	440	480	500
25,0	ν	0,1099	0,1142	0,1225	0,1266	0,1307	0,1388	0,1427
	$t(h)$	741,5	752,5	774,0	784,7	795,2	816,4	827,0
30,0	s	1,6277	1,6452	1,6782	1,6938	1,7088	1,7377	1,7516
	ν	0,09058	0,09425	0,10138	0,1049	0,1083	0,1151	0,1185
50,0	$t(h)$	738,9	750,1	772,1	782,9	793,6	815,0	825,7
	s	1,6042	1,6223	1,6560	1,6718	1,6870	1,7162	1,7302
70,0	ν	0,05183	0,05432	0,05903	0,06129	0,06350	0,06782	0,06993
	$t(h)$	727,2	740,0	764,0	775,5	786,9	809,3	820,4
90,0	s	0,5334	1,5538	1,5906	1,6075	1,6237	1,6542	1,6688
	ν	0,03503	0,03707	0,04080	0,04255	0,04425	0,04752	0,04911
130,0	$t(h)$	714,1	728,7	755,3	767,7	779,8	803,4	815,0
	s	1,4794	1,5030	1,5437	1,5619	1,5791	1,6112	1,6264
170,0	ν	0,02549	0,02736	0,03062	0,03210	0,03353	0,03623	0,03753
	$t(h)$	698,8	716,1	746,0	759,5	772,4	797,3	809,3
190,0	s	1,4317	1,4595	1,5053	1,5250	1,5435	1,5774	1,5932
	ν	0,01455	0,01654	0,01950	0,02075	0,02190	0,02403	0,02503
220,0	$t(h)$	657,7	685,2	725,0	741,3	756,4	784,4	797,6
	s	1,3348	1,3790	1,4401	1,4640	1,4855	1,5237	1,5410
240,0	ν	0,0016084	0,010090	0,01342	0,01461	0,01567	0,01753	0,01838
	$t(h)$	379,0	639,2	699,8	720,5	738,6	770,5	785,1
260,0	s	0,8698	1,2870	1,3802	1,4104	1,4362	1,4797	1,4989
	ν	0,0015553	0,001771	0,008604	0,009907	0,01096	0,01269	0,01345
280,0	$t(h)$	374,7	412,1	658,7	689,2	713,1	751,6	768,4
	s	0,8599	0,9198	1,3003	1,3449	1,3788	1,4315	1,4535
300,0	ν	0,0015385	0,001725	0,007082	0,008508	0,009588	0,01130	0,01204
	$t(h)$	373,4	408,5	636,9	674,5	701,6	743,6	761,4
320,0	s	0,8566	0,9128	1,2624	1,3174	1,3560	1,4133	1,4367
	ν	0,0014972	0,001636	0,003033	0,005193	0,006470	0,008223	0,008922
340,0	$t(h)$	370,3	401,4	526,2	617,7	661,7	717,4	738,9
	s	0,8480	0,8980	1,0876	1,2213	1,2844	1,3606	1,3888

ρ, кгс/см³	Параметры	t, °C						
		540	560	580	600	640	680	700
4,0	ν t (h) s	0,9543 852,9 1,9847	0,9780 863,3 1,9973	1,0017 873,8 2,0097	1,0253 884,3 2,0219	1,073 905,5 2,0456	1,120 926,9 2,0686	1,144 937,8 2,0799
8,0	ν t (h) s	0,4760 852,0 1,9075	0,4879 862,5 1,9202	0,4998 873,0 1,9326	0,5117 883,5 1,9448	0,5355 904,8 1,9686	0,5592 926,3 1,9917	0,5711 937,2 2,0030
10,0	ν t (h) s	0,3803 851,6 1,8825	0,3898 862,1 1,8952	0,3994 872,6 1,9077	0,4090 883,2 1,9199	0,4280 904,4 1,9438	0,4471 926,0 1,9669	0,4576 936,0 1,9782
12,0	ν t (h) s	0,3165 851,2 1,8620	0,3245 861,6 1,8747	0,3325 872,2 1,8872	0,3405 882,8 1,8995	0,3564 904,1 1,9234	0,3723 925,7 1,9465	0,3803 936,6 1,9578
16,0	ν t (h) s	0,2368 850,3 1,8294	0,2428 860,8 1,8423	0,2488 871,4 1,8548	0,2549 882,0 1,8671	0,2669 903,4 1,8911	0,2789 925,1 1,9143	0,2849 936,0 1,9257
20,0	ν t (h) s	0,1889 849,4 1,8040	0,1938 860,0 1,8169	0,1987 870,6 1,8295	0,2035 881,3 1,8419	0,2132 902,8 1,8660	0,2228 924,5 1,8892	0,2276 935,4 1,9006
25,0	ν t (h) s	0,1507 848,2 1,7784	0,1546 858,9 1,7913	0,1585 869,6 1,8040	0,1624 880,4 1,8165	0,1702 901,9 1,8407	0,1780 923,7 1,8640	0,1818 934,7 1,8754
30,0	ν t (h) s	0,1251 847,1 1,7572	0,1284 857,8 1,7703	0,1317 868,8 1,7831	0,1350 879,4 1,7956	0,1416 901,1 1,8199	0,1481 923,0 1,8433	0,1513 934,0 1,8547

ρ, кгс/см³	Параметры	t, °C						
		540	560	580	600	640	680	700
50,0	ν t (h) s	0,07410 842,5 1,6967	0,07616 853,6 1,7101	0,07820 864,6 1,7232	0,08023 875,6 1,7360	0,08426 897,7 1,7607	0,08825 919,9 1,7845	0,09023 931,1 1,7961
70,0	ν t (h) s	0,05222 837,8 1,6552	0,05374 849,2 1,6690	0,05525 860,5 1,6825	0,05674 871,8 1,6956	0,05970 894,3 1,7208	0,06262 916,9 1,7449	0,06407 928,2 1,7567
90,0	ν t (h) s	0,04005 833,0 1,6230	0,04128 844,7 1,6373	0,04250 856,4 1,6511	0,04370 867,9 1,6645	0,04606 890,9 1,6902	0,04838 913,8 1,7147	0,04953 925,3 1,7266
130,0	ν t (h) s	0,02694 823,1 1,5732	0,02786 835,6 1,5883	0,02876 847,9 1,6029	0,02964 860,0 1,6170	0,03136 883,9 1,6437	0,03305 907,6 1,6691	0,03388 919,4 1,6814
170,0	ν t (h) s	0,01998 812,7 1,5338	0,02074 826,0 1,5499	0,02143 839,1 1,5654	0,02219 851,9 1,5802	0,02359 876,8 1,6081	0,02493 901,3 1,6344	0,02559 913,5 1,6471
220,0	ν t (h) s	0,01483 799,2 1,4923	0,01547 813,7 1,5099	0,01609 827,7 1,5266	0,01669 841,4 1,5424	0,01784 867,8 1,5720	0,01894 893,4 1,5995	0,01948 906,1 1,6126
240,0	ν t (h) s	0,01336 793,6 1,4773	0,01398 808,6 1,4955	0,01457 823,0 1,5127	0,01513 837,1 1,5290	0,01621 864,1 1,5593	0,01725 890,2 1,5872	0,01775 903,0 1,6006
300,0	ν t (h) s	0,010139 776,0 1,4357	0,01069 792,8 1,4560	0,01121 808,7 1,4749	0,01170 824,0 1,4926	0,01264 853,0 1,5250	0,01352 880,5 1,5546	0,01394 894,0 1,5686

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Автомобильные двигатели. М., «Машиностроение», 1966. 495 с. Авт.: В. М. Архангельский, М. М. Викерт, А. Н. Войнов, Ю. А. Степанов, В. И. Трусов, М. С. Ховах.
2. Б а л ь я н С. В. Техническая термодинамика и тепловые двигатели. М.—Л., Машгиз, 1958. 448 с.
3. Б у р д у н Г. Д., К а л а ш н и к о в Н. В., С т о ц к и й Л. Р. Международная система единиц. М., «Высшая школа», 1964. 274 с.
4. В у к а л о в и ч М. П., Н о в и к о в И. И. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1969. 304 с.
5. В у к а л о в и ч М. П., Р и в к и н С. Л., А л е к с а н д р о в А. А. Таблицы теплотехнических свойств воды и водяного пара. М., Изд-во стандартов, 1969. 408 с.
6. Двигатели внутреннего сгорания. М., Машгиз, 1960. 451 с. Авт.: В. П. Алексеев, Н. И. Костыгов, М. Г. Круглов, А. Н. Крылов, О. Б. Леонов, Г. Н. Мизернюк.
7. Двигатели внутреннего сгорания. М., Машгиз, 1969. 400 с. Авт.: А. С. Орлин, В. П. Алексеев, Н. И. Костыгов, М. Г. Круглов, А. Н. Крылов, О. Б. Леонов, Г. Н. Мизернюк, В. И. Ивин, Н. Д. Чайнов.
8. Ж у м а х о в И. М. Насосы, вентиляторы и компрессоры. М., Углетехиздат, 1959. 598 с.
9. К и р и л л и н В. А., С ы ч е в В. В., Ш е й н д л и н А. Е. Техническая термодинамика. М., «Энергия», 1968. 472 с.
10. К и р и л л о в И. И. Теория турбомашин. М., «Машиностроение», 1964. 511 с.
11. К и р и л л о в И. И. Газовые турбины и газотурбинные установки. М., Машгиз, 1956. 434 с.
12. К о п ь е в С. Ф., К а ч а н о в Н. Ф. Основы теплогазоснабжения и вентиляции. М., Стройиздат, 1964. 228 с.
13. Л и т в и н А. М. Техническая термодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963. 312 с.
14. Л о с е в С. М. Паровые турбины и конденсационные устройства. М., «Энергия», 1964. 368 с.
15. Общая теплотехника. М.—Л., Госэнергоиздат, 1963. 392 с. Авт.: А. П. Баскаков, М. И. Гуревич, Н. И. Решетин, Н. Ф. Рысаков, Н. В. Малаев.
16. С т е п а н о в А. И. Центробежные и осевые компрессоры, воздуходувки и вентиляторы. М., Машгиз, 1960. 347 с.
17. Х а з е н М. М., К а з а к е в и ч Ф. П., Г р и ц е в с к и й М. Е. Общая теплотехника. М., «Высшая школа», 1966. 426 с.
18. Ш л я х и н П. Н. Паровые и газовые турбины. М.—Л., «Энергия», 1966. 263 с.
19. Щ е г л я е в А. В. Паровые турбины. М., «Энергия», 1967. 367 с.
20. Э к к е р т Б. Осевые и центробежные компрессоры. М., Машгиз, 1959. 659 с.
21. Я с т р ж е м б с к и й А. С. Техническая термодинамика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1960. 495 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
ЧАСТЬ I ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ ПЕРВЫЙ И ВТОРОЙ ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ	
Глава 1. Уравнения состояния	6
§ 1. Предмет и метод технической термодинамики	—
§ 2. Параметры состояния	—
§ 3. Уравнение состояния идеальных газов	9
§ 4. Уравнения состояния реальных газов	10
Глава 2. Первый закон термодинамики	12
§ 5. Равновесные и неравновесные процессы	—
§ 6. Внутренняя энергия	13
§ 7. Работа	15
§ 8. Теплота. Принцип эквивалентности теплоты и работы	16
§ 9. Обратимые и необратимые процессы	17
§ 10. Уравнения первого закона термодинамики	19
§ 11. Энтальпия. Выражение первого закона термодинамики через энтальпию	20
§ 12. Уравнения первого закона термодинамики для процессов течения	21
Глава 3. Теплоемкость	23
§ 13. Истинная и средняя теплоемкость	—
§ 14. Изобарная и изохорная теплоемкость	24
§ 15. Формулы и диаграммы для теплоемкости и количества теплоты	26
Глава 4. Смеси газов	29
§ 16. Основной закон и способы задания газовых смесей	—
§ 17. Средняя (кажущаяся) молекулярная масса и газовая постоянная смеси	30
§ 18. Соотношения между массовыми и объемными долями. Парциальное давление газов	31
§ 19. Теплоемкость смеси	32
Глава 5. Термодинамические процессы	34
§ 20. Изменение внутренней энергии	—
§ 21. Изохорный процесс	35
§ 22. Изобарный процесс	36
§ 23. Изотермический процесс	37
§ 24. Адиабатный процесс	—
§ 25. Политропные процессы	39
Глава 6. Второй закон термодинамики	46
§ 26. Основные формулировки второго закона термодинамики	—
§ 27. Термический коэффициент полезного действия цикла	47
§ 28. Цикл Карно. Теорема Карно	—

§ 29. Энтропия. Уравнение второго закона термодинамики для обратимых процессов	50
§ 30. Изменение энтропии в обратимых процессах идеального газа	51
§ 31. Ts -диаграмма. Изображение цикла Карно и политропных процессов идеального газа в Ts -диаграмме	53
§ 32. Среднеинтегральная температура	54
§ 33. Формула второго закона термодинамики для необратимых процессов	55
§ 34. Максимальная работа. Эксергия	56
§ 35. Принцип возрастания энтропии. Уменьшение работоспособности системы вследствие необратимости процессов	59
§ 36. Об обобщении принципа возрастания энтропии	60

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

ИСТЕЧЕНИЕ И ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

Глава 7. Водяной пар	64
§ 37. Процессы парообразования; pv -диаграмма водяного пара	—
§ 38. Удельный объем, энтальпия и энтропия жидкости и пара	68
§ 39. Уравнение Клапейрона—Клаузуса	70
§ 40. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара	71
§ 41. Ts - и is -диаграммы водяного пара	72
§ 42. Процессы изменения состояния водяного пара	73
Глава 8. Влажный воздух	78
§ 43. Основные характеристики влажного воздуха	—
§ 44. Id -диаграмма влажного воздуха	81
Глава 9. Истечение и дросселирование газов и паров	84
§ 45. Основные закономерности течения	—
§ 46. Профиль сопел	85
§ 47. Скорость истечения и секундный расход газа или пара через сопла	86
§ 48. Истечение через суживающиеся сопла. Критическое давление. Критическая скорость	89
§ 49. Истечение через расширяющиеся сопла	92
§ 50. Истечение с трением	94
§ 51. Параметры торможения	95
§ 52. Дросселирование газов и паров. Сжижение газов	96

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

ЦИКЛЫ ТЕПЛОСИЛОВЫХ И ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Глава 10. Термодинамические основы работы компрессоров	102
§ 53. Рабочий процесс и теоретическая индикаторная диаграмма поршневого компрессора	—
§ 54. Работа, затрачиваемая на получение сжатого рабочего тела в компрессоре	104
Глава 11. Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания	107
§ 55. Общий принцип работы двигателей внутреннего сгорания	—
§ 56. Цикл со смешанным подводом тепла	108
§ 57. Цикл с подводом тепла при постоянном давлении	109
§ 58. Цикл с подводом тепла при постоянном объеме	110
Глава 12. Циклы газотурбинных установок	112
§ 59. Идеальный цикл со сгоранием при постоянном давлении	—
§ 60. Идеальный цикл со сгоранием при постоянном давлении и с регенерацией тепла	114
§ 61. Цикл со сгоранием при постоянном давлении с учетом потерь	115
§ 62. Идеальный цикл со сгоранием при постоянном объеме	117

Глава 13. Циклы паротурбинных установок	118
§ 63. Основной цикл паротурбинных установок — цикл Ренкина	—
§ 64. Влияние начальных параметров и конечного давления на термический к. п. д. цикла Ренкина	120
§ 65. Цикл Ренкина с учетом потерь	121
§ 66. Цикл паротурбинных установок с промежуточным перегревом пара	122
§ 67. Цикл теплофикационных установок	124
§ 68. Регенеративный цикл	126
§ 69. Цикл атомных паротурбинных установок	130
§ 70. Бинарный цикл	131
§ 71. Цикл парогазовых установок	132
Глава 14. Идеальные циклы холодильных установок и тепловых насосов	134
§ 72. Рабочие тела холодильных установок	—
§ 73. Цикл парокомпрессорных холодильных установок	—
§ 74. Цикл пароструйных (парозжекторных) холодильных установок	136
§ 75. Абсорбционные холодильные установки	138
§ 76. Цикл тепловых насосов	139

ЧАСТЬ 2

КОМПРЕССОРЫ. ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

КОМПРЕССОРЫ

Глава 1. Поршневые компрессоры	144
§ 1. Рабочий процесс компрессора	—
§ 2. Коэффициенты полезного действия и затрата мощности на привод компрессора	145
§ 3. Примеры конструкции компрессоров и их деталей. Регулирование компрессоров	146
Глава 2. Ротационные компрессоры	148
§ 4. Пластинчатые и водокольцевые компрессоры	—
§ 5. Двухроторные компрессоры	149
Глава 3. Центробежные турбокомпрессоры	150
§ 6. Рабочий процесс в ступени компрессора	—
§ 7. Коэффициенты полезного действия и затрата мощности на привод компрессора	153
§ 8. Примеры конструкции компрессоров и их деталей. Регулирование компрессоров	155
Глава 4. Осевые турбокомпрессоры	157
§ 9. Рабочий процесс в ступени компрессора	—
§ 10. Коэффициенты полезного действия и затрата мощности на привод компрессора. Пример конструкции компрессора	158

РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

ТУРБИНЫ

Глава 5. Рабочий процесс в турбинной ступени	161
§ 11. Устройство турбины	—
§ 12. Преобразование энергии на лопатках	163
§ 13. Работа пара или газа на рабочих лопатках	166
§ 14. Основные геометрические характеристики решеток профилей лопаток	167
§ 15. Определение размеров сопел и лопаток	168
Глава 6. Относительные к. п. д. турбинной ступени	169
§ 16. Основные потери в турбинной ступени	—

§ 17. Относительный к. п. д. на лопатках ступени	171
§ 18. Относительный внутренний к. п. д. турбинной ступени. Изображение процесса в ступени в <i>is</i> -диаграмме	174
Глава 7. Многоступенчатые турбины	175
§ 19. Основные особенности многоступенчатых турбин	—
§ 20. Активные турбины	176
§ 21. Реактивные турбины	178
§ 22. Осевые усилия	180
§ 23. Мощности турбин	181
§ 24. Коэффициенты полезного действия турбин	182
§ 25. Удельные расходы пара, газа и тепла	183
Глава 8. Основные детали турбин	184
§ 26. Основные детали статора	—
§ 27. Основные детали ротора	188
Глава 9. Смазка турбин	191
§ 28. Смазочные масла и их регенерация	—
§ 29. Схемы маслоснабжения турбин	193
Глава 10. Конденсационные устройства паровых турбин	195
§ 30. Принцип действия и основные элементы конденсационных устройств	—
§ 31. Схемы и конструкции конденсаторов	196
§ 32. Основы теплового расчета поверхностных конденсаторов	197
§ 33. Насосы. Эжекторы	198
§ 34. Охлаждение циркуляционной воды	201
Глава 11. Конденсационные и теплофикационные турбины	202
§ 35. Конденсационные турбины малой и средней мощности	—
§ 36. Конденсационные турбины большой мощности	205
§ 37. Теплофикационные турбины	208
§ 38. Диаграммы режимов паровых турбин	212
§ 39. Основные характеристики некоторых типов турбин, выпущенных в СССР	214
§ 40. Классификация и область применения паровых турбин	216
Глава 12. Газотурбинные и парогазовые установки. Магнитогидродинамические генераторы электрической энергии	—
§ 41. Газотурбинные установки разомкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении	—
§ 42. Газотурбинные установки разомкнутого процесса со ступенчатым сжатием и ступенчатым сгоранием при постоянном давлении	219
§ 43. Газотурбинные установки замкнутого процесса со сгоранием при постоянном давлении	220
§ 44. Основные элементы и пример выполнения газотурбинных установок	—
§ 45. Парогазовые установки	224
§ 46. Магнитогидродинамические генераторы электрической энергии	226

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

ДВИГАТЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Глава 13. Рабочий процесс и теоретические индикаторные диаграммы двигателей внутреннего сгорания	227
§ 47. Топливо	—
§ 48. Сгорание топлива	228
§ 49. Рабочий процесс и теоретические индикаторные диаграммы карбюраторных и газовых двигателей	—
§ 50. Рабочий процесс и теоретические индикаторные диаграммы дизелей	231
Глава 14. Рабочий процесс и реальные индикаторные диаграммы двигателей внутреннего сгорания	232
§ 51. Наполнение и выпуск	—
§ 52. Сжатие	233

§ 53. Сгорание	234
§ 54. Расширение. Реальные индикаторные диаграммы двигателей внутреннего сгорания	235
§ 55. Сравнение четырехтактных и двухтактных двигателей. Наддув двигателей	236
Г л а в а 15. Индикаторные и эффективные показатели двигателей внутреннего сгорания	237
§ 56. Мощности двигателей	—
§ 57. Коэффициенты полезного действия и удельные расходы топлива двигателей	239
§ 58. Тепловой баланс двигателей	241
Г л а в а 16. Смесеобразование и воспламенение в двигателях внутреннего сгорания	242
§ 59. Смесеобразование в карбюраторных и газовых двигателях	—
§ 60. Зажигание в карбюраторных и газовых двигателях	245
§ 61. Смесеобразование и воспламенение в дизелях	247
§ 62. Перевод дизелей на газообразное топливо	248
Г л а в а 17. Основные элементы топливopодачи двигателей внутреннего сгорания	—
§ 63. Системы питания двигателей	—
§ 64. Топливные насосы	249
§ 65. Форсунки	251
Г л а в а 18. Смазка и охлаждение двигателей внутреннего сгорания	—
§ 66. Смазка двигателей	—
§ 67. Охлаждение двигателей	252
§ 68. Использование отработавшей энергии двигателей	253
Г л а в а 19. Свободнопоршневые двигатели. Классификация и конструкция двигателей внутреннего сгорания	254
§ 69. Свободнопоршневые двигатели	—
§ 70. Пример конструкции двигателей внутреннего сгорания	256
§ 71. Классификация и области применения двигателей внутреннего сгорания	259

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

РЕГУЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Г л а в а 20. Система регулирования	260
§ 72. Основные положения	—
§ 73. Регуляторы	261
Г л а в а 21. Способы и принципиальные схемы регулирования двигателей	263
§ 74. Способы регулирования паровых турбин	—
§ 75. Принципиальные схемы регулирования конденсационных турбин	264
§ 76. Синхронизация	266
§ 77. Принципиальные схемы регулирования теплофикационных турбин	267
§ 78. Защитные устройства паровых турбин	269
§ 79. Регулирование и защитные устройства газотурбинных установок	270
§ 80. Регулирование двигателей внутреннего сгорания	271
Приложения	273
Список литературы	297

САРКИС ВАГАНОВИЧ БАЛЬЯН
ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА
И ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Редактор издательства В. М. Рошаль
Переплет художника Г. Л. Попова
Технический редактор Л. В. Щетинина
Корректоры Н. К. Кротова и З. П. Смоленцева

Сдано в производство 16/X 1972 г. Подписано
к печати 21/II 1973 г. М-36221 Формат
бумаги 70 × 108¹/₁₆ Бумага типографская № 1
Печ. привед. л. 27,65 (одна вкладка)
Уч.-изд. л. 25,7 Тираж 23.000 экз.
Зак. № 2074. Цена 1 р. 14 к.

Ленинградское отделение издательства
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
191065, Ленинград, ул. Дзержинского, 10

Ленинградская типография № 6 Союз-
полиграфпрома при Государственном комитете
Совета Министров СССР по делам издательства,
полиграфии и книжной торговли
193144, Ленинград, ул. Момсенко, 10

