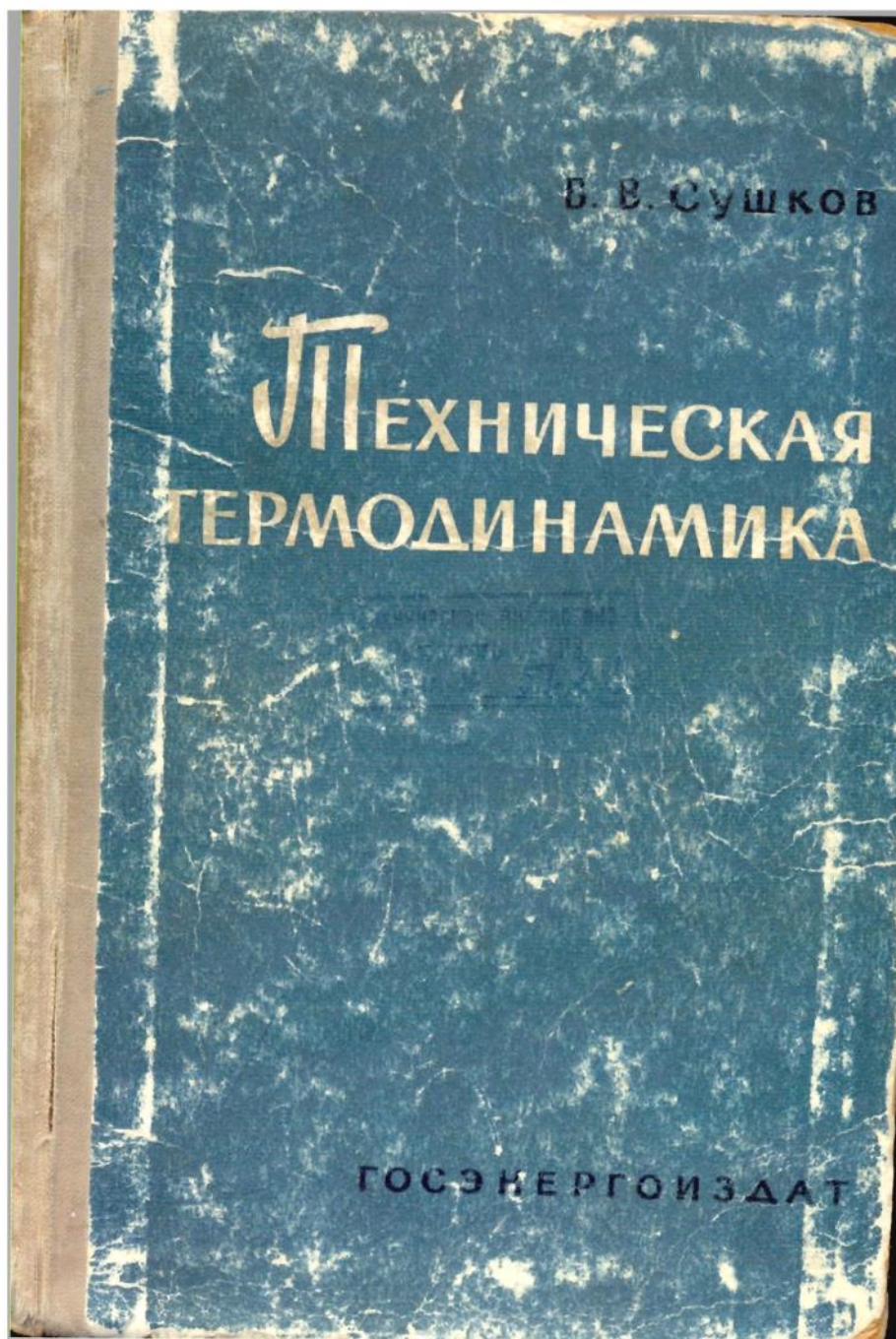


14 мая 2013 г.
0:52



В. В. СУШКОВ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Шестое издание, переработанное
под редакцией
.-корр. АН СССР В. А. КИРИЛЛИНА

*Допущено Министерством высшего и среднего
специального образования РСФСР
в качестве учебника для неэнергетических
высших учебных заведений и факультетов*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1960 ЛЕНИНГРАД

ЭТ-5-2

В книге излагаются основные законы термодинамики и приложение их к теории тепловых двигателей; рассматриваются циклы паросиловых установок, двигателей внутреннего сгорания, холодильных установок, а также теория истечения газов, влажный воздух и ряд других вопросов.

Вячеслав Владимирович Сушков
ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Техн. редактор *К. П. Ворожик*

Сдано в набор 31/XII 1959 г. jank2003@ukr.net Подписано к печати 30/III 1960 г.
Т 04056. Бумага 84×108^{1/2}₃₂ 19,3 печ. л.+1 вкл. Уч.-изд. л. 22.
Тираж 30 000 экз. Цена в переплете № 5—8 р. 70 к., в переплете № 6—8 р. 95 к. Заказ 676

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Книга проф. В. В. Сушкова «Техническая термодинамика», рассчитанная в первую очередь на студентов энергетических специальностей высших технических учебных заведений, с успехом выдержала пять изданий. Ясность изложения в сочетании с краткостью сделали книгу В. В. Сушкова одной из наиболее распространенных и любимых читателями среди прочих книг по технической термодинамике, изданных за последнее время.

Настоящее, шестое, издание книги сохраняет все достоинства предыдущих изданий и, кроме того, в большей мере соответствует последней программе курса, утвержденной Министерством высшего образования.

Учитывая, что понимание физических основ предмета является со всех точек зрения весьма важным, и учитывая также, что за последние годы большой, вполне заслуженный интерес уделяется так называемому энтропийному методу определения энергетических потерь, в настоящем издании сохранены написанные нами для пятого, посмертного издания книги два дополнительных раздела: «Энтропия и вероятность» § 5-13 и «Обратимость и производство работы» § 5-14. Кроме того, в текст внесены небольшие дополнения и изменения, учитывающие дальнейшее развитие науки и техники за годы, прошедшие после выхода в свет пятого издания книги. В частности, несколько расширено Введение за счет данных по развитию энергетики Советского Союза на ближайший период, внесены необходимые коррективы и увеличен диапазон таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара.

В. Кириллин

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редактора

Введение

1. Предмет технической термодинамики
2. Роль русских и советских ученых в развитии технической термодинамики **9**

Глава первая. Газы. Основные газовые законы

- 1-1. Основные параметры состояния тела 13
- 1-2. Сущность тепловой энергии 18
- 1-3. Идеальный газ. Кинетическая теория газов 19
- 1-4. Основные газовые законы 21
- 1-5. Уравнение состояния идеального газа 24
- 1-6. Газовые смеси. Закон Дальтона 28
- 1-7. Реальные газы. Их отклонения от уравнения состояния идеальных газов 34

Глава вторая. Первый закон термодинамики

- 2-1. Принцип эквивалентного тепла и работы 37
- 2-2. Первый закон термодинамики 41
- 2-3. Внутренняя энергия тела 44
- 2-4. Работа расширения 45
- 2-5. Процессы обратимые и необратимые 50

Глава третья. Теплоемкость газа

- 3-1. Внутренняя энергия идеального газа
- 3-2. Весовая, молярная и объемная теплоемкости газов
- 3-3. Зависимость теплоемкости газа от температуры. Истинная и средняя теплоемкости 64
- 3-4. Отношение теплоемкостей газа при постоянном давлении и при постоянном объеме
- 3-5. Энтальпия (теплосодержание) газа

Глава четвертая. Газовые процессы

- 4-1. Исследование газовых процессов 74
- 4-2. Изохорический процесс 75
- 4-3. Изобарический процесс 77
- 4-4. Изотермический процесс 80
- 4-5. Адиабатический процесс 82
- 4-6. Политропический процесс 88

Глава пятая. Второй закон термодинамики

- 5-1. Круговой процесс или цикл 93
- 5-2. Круговой процесс Карно идеального газа 95

4

5-3. Обратный цикл Карно	100
5-4. Второй закон термодинамики	102
5-5. Теорема Карно	104
5-6. Энтропия тела	106
5-7. Энтропия идеального газа	110
5-8. Тепловая диаграмма Ts	113
5-9. Газовые процессы в тепловой диаграмме Ts	116
5-10. Круговой процесс в тепловой диаграмме Ts	121
5-11. Регенеративный цикл	126
5-12. Возрастание энтропии и деградация энергии изолированной системы	127
5-13. Энтропия и вероятность	132
5-14. Обратимость и производство работы	145
Глава шестая. Дифференциальные уравнения термодинамики	
6-1. Уравнения тепла, внутренней энергии, энтальпии и энтропии	160
6-2. Уравнения теплоемкостей c_p и c_v	166
Глава седьмая. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	
7-1. Принцип работы двигателя внутреннего сгорания	169
7-2. Круговой процесс двигателя внутреннего сгорания	170
7-3. Цикл со сгоранием при постоянном объеме	173
7-4. Цикл со сгоранием при постоянном давлении	179
7-5. Цикл со смешанным сгоранием	186
Глава восьмая. Воздушный компрессор	
8-1. Рабочий процесс поршневого компрессора	190
8-2. Многоступенчатый компрессор	194
Глава девятая. Истечение газов	
9-1. Внешняя работа при истечении	196
9-2. Располагаемая работа при истечении	199
9-3. Адиабатический процесс истечения. Критическое отношение давлений	202
9-4. Процесс в диффузоре	216
9-5. Мятие при истечении	217
Глава десятая. Циклы газовых турбин и реактивных двигателей	
10-1. Циклы турбин внутреннего сгорания	221
10-2. Циклы реактивных двигателей	227
Глава одиннадцатая. Водяной пар	
11-1. Парообразование при постоянном давлении	229
11-2. Теплота жидкости, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия жидкости	240
11-3. Полная теплота, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия сухого насыщенного пара	245
11-4. Полная теплота, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия влажного пара	250
Перегретый пар. Уравнение состояния перегретого пара. Его теплоемкость при постоянном давлении	

11-6. Полная теплота, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия перегретого пара	257
11-7. Таблицы водяного пара	258
11-8. Диаграмма Ts водяного пара	261
11-9. Диаграмма is водяного пара	266
Глава двенадцатая. Паровые процессы	
12-1. Изохорический процесс	268
12-2. Изобарический процесс	273
12-3. Изотермический процесс	276
12-4. Адиабатический процесс	278
12-5. Истечение и дросселирование пара	281
Глава тринадцатая. Циклы паросиловых установок	
13-1. Цикл Карно для насыщенного пара	289
13-2. Цикл Ренкина	296
13-3. Удельный расход пара и тепла. Относительный внутренний к. п. д. двигателя	302
13-4. Способы повышения к. п. д. паросилового цикла	305
13-5. Бинарный цикл	311
13-6. Смешанное использование тепла. Основы теплофикации	317
13-7. Промежуточный отбор пара	323
13-8. Регенеративный цикл	324
Глава четырнадцатая. Циклы холодильных установок	
14-1. Паровые холодильные машины	331
14-2. Тепловая диаграмма холодильного цикла	332
14-3. Расчет холодильного цикла	333
Глава пятнадцатая. Влажный воздух	
15-1. Основные параметры влажного воздуха	335
15-2. Диаграмма Id влажного воздуха	340
Приложения	343
I. Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным	343
II. Истинная молярная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным	344
III. Средняя весовая теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным	345
IV. Средняя удельная теплоемкость перегретого водяного пара, отсчитанная от температур насыщения	346
V. Вода и перегретый водяной пар	348
VI. Средняя объемная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным	368
VII. Насыщенный водяной пар (по температурам)	369
VIII. Насыщенный ртутный пар	371
IX. Критические параметры и тепловые характеристики газов	372
X. Таблица 1. Молярная энтальпия газов в идеальном состоянии μ_i	374
Таблица 2. Молярная внутренняя энергия газов в идеальном состоянии μ_i	375
XI. Тепловая диаграмма T для воздуха продуктов сгорания	376

ВВЕДЕНИЕ

1. Предмет технической термодинамики. Степень нагретости тела, или более широкое понятие—тепловое состояние тела, в большой мере зависит от величины внутренней или тепловой энергии, которой данное тело обладает. Тепловая энергия складывается из кинетической энергии молекул, атомов и других элементарных частиц, а также из их потенциальной энергии. Так как любой вид энергии может переходить в другой, следуя основному закону сохранения энергии, то, в частности, тепловая энергия может превращаться в механическую энергию, и обратно. Современное энергетическое хозяйство главным образом основывается на превращении теплоты в механическую работу, которая в свою очередь в стационарных установках обычно переводится в электрическую энергию ввиду удобства передачи последней на расстояние. Необходимая для этой трансформации теплота получается сжиганием того или другого топлива в топках паровых котлов или непосредственно в двигателях внутреннего сгорания, т. е. путем перевода химической энергии топлива в теплоту.

В экономическом развитии Советского Союза производство электроэнергии играет исключительно важную роль. В семилетнем плане развития экономики нашей страны строительству новых электростанций, повышению технического уровня энергетического производства отведено почетное место. Достаточно сказать, что если с 1913 по 1958 г. выработка электроэнергии в нашей стране возросла соответственно с 1,9 млрд. *квт·ч* до 233 млрд. *квт·ч*, то за 7 лет, с 1959 по 1965 г., она увеличится до 500—520 млрд. *квт·ч*, т. е. возрастет по сравнению с 1958 г. более чем в 2 раза.

Основную роль в развитии советской энергетики играли и будут играть в годы семилетки тепловые электростанции, использующие для получения электроэнергии различные

сорта топлива. Преимущественное строительство тепловых электростанций, стоимость которых является относительно низкой, а сроки строительства наиболее короткими, позволяет быстрее темпами развивать электрификацию. За годы семилетки будут построены крупные тепловые электростанции; мощность многих из них превысит 1 млн. квт.

За последнее время все большее развитие начинают получать атомные электростанции, использующие для получения электрической энергии внутриядерную энергию некоторых изотопов урана и плутония. Стоимость электроэнергии, полученной на атомных электростанциях, постепенно снижается и можно полагать, что через несколько лет эти электростанции будут строиться в тех же масштабах, что и тепловые.

Особенно большой интерес в использовании ядерной энергии для целей электрификации, начало которому, как известно, было положено в Советском Союзе, представляет проблема создания электростанций с применением термоядерной реакции. Работа в этом направлении, связанная прежде всего с необходимостью научиться регулировать течение термоядерной реакции, проводится в настоящее время. Использование термоядерной реакции позволило бы получить практически неограниченные ресурсы для выработки электроэнергии.

Энергия рек или водная энергия, являющаяся также весьма существенным ресурсом современной энергетики, по сравнению с топливом играет менее значительную роль.

В настоящее время приблизительно $\frac{1}{3}$ всей мировой выработки электроэнергии приходится на гидростанции. Энергетика же на транспорте обслуживается почти исключительно топливом разного рода, причем общий его расход локомотивами, судовыми, автомобильными и авиационными двигателями составляет около 25% всего мирового потребления топлива.

Водная энергия имеет свои важные преимущества: во-первых, электроэнергия, даваемая гидростанциями, обычно дешевле электроэнергии, даваемой топливными станциями, а, во-вторых, водная энергия постоянно возобновляется. Поэтому широкое использование водной энергии является также важной народнохозяйственной задачей. В дореволюционной России водная энергия по существу не использовалась, если не считать кустарных маломощных сельскохозяйственных установок. Между тем

по запасу водных ресурсов (свыше 300 млн. кВт) наша страна занимает первое место в мире. После Октябрьской революции использование водной энергии стало одной из важных задач нашей энергетики.

В строительстве гидроэлектростанций наша страна имеет очень большие успехи. Построив на Волге крупнейшие в мире гидроэлектростанции, гидроэнергостроители успешно работают над созданием энергетического гиганта на Ангаре — Братской ГЭС, мощность которой будет доведена до 4,5 млн. кВт. Большая часть гидрогенераторов Братской ГЭС будет введена в эксплуатацию в текущей семилетке (до 1966 г.).

Рациональная постановка процесса трансформации теплоты в работу имеет крайне важное значение, так как, с одной стороны, понижает стоимость получаемой энергии, а с другой — ведет к экономии топлива.

Изучение тепловых процессов, в частности процесса преобразования теплоты в механическую энергию или работу, и нахождение наивыгоднейших для него условий составляют основную задачу технической термодинамики — дисциплины, дающей теоретические основы для ряда специальных курсов, как-то: паровых котлов, паровых турбин, двигателей внутреннего сгорания и т. д.

2. Роль русских и советских ученых в развитии технической термодинамики. Техническая термодинамика оформилась в самостоятельную научную дисциплину в 50-х годах XIX столетия, причем первоначально она называлась механической теорией тепла. Основные же предпосылки этой отрасли науки были даны за 100 лет до этого нашим великим соотечественником М. В. Ломоносовым, категорически отвергнувшим в своих работах общепринятую в его время теорию теплорода, рассматривавшую теплоту как особое невесомое вещество, которое переходит от одного тела к другому.

Свои основные взгляды Ломоносов изложил в диссертации «Размышление о причине теплоты и холода» (1744—1747 гг.), а также в трудах: «Попытка теории упругой силы воздуха» (1745 г.) и «Рассуждение о твердости и жидкости тел» (1760 г.). Он утверждал, что «тепло состоит во внутреннем движении вещества», а именно «во вращательном движении частичек тела, так что действие теплоты происходит от вращательного движения частичек его»; «так как теплый воздух нагревает холодные предметы, окруженные им, то его атомы возбуждают в частич-

ках соприкасающихся тел вращательное движение, составляющее теплоту». Хотя положения кинетической теории тепла Ломоносова не вполне совпадают с принятыми в настоящее время, тем не менее он на столетие опередил развитие западноевропейской научной мысли. Ломоносову же принадлежит честь открытия законов сохранения материи и энергии. Взгляды и положения Ломоносова, однако, не были приняты современной ему наукой; потребовалось целое столетие, чтобы они получили общее признание и возникла специальная отрасль науки — механическая теория тепла, из которой быстрыми темпами развилась техническая термодинамика, основоположником которой, безусловно, является Ломоносов.

Развитие технической термодинамики началось, как было сказано, во второй половине XIX столетия; в нем принимал деятельное участие ряд русских ученых. В 1862 г. была опубликована работа профессора Петербургского университета М. В. Окатова «Доказательство второй основной теоремы учения о тепле, как движении в общей ее форме», а в 1871 г. курс его лекций под названием «Термостатика — первая часть механической теории теплоты» (первый русский типографский курс этой науки), вызвавший большой интерес как у русских, так и у иностранных ученых. В 1876 г. появились работы проф. И. А. Вышнеградского по кинетической теории газов и механической теории теплоты, обратившие на себя внимание Парижской Академии наук. Наш великий химик Д. И. Менделеев первый в 1861 г. установил существование для каждой жидкости критической температуры, которую он назвал «абсолютной температурой кипения» — высшей возможной температурой жидкости и создал теорию непрерывности жидкого и газообразного состояний вещества. Вопросом о критическом состоянии вещества наряду с Менделеевым занимался ряд русских ученых. Известны теоретические и экспериментальные работы профессоров Авенариуса, Голицына, Столетова, Надеждина, Богаевского и Жука, проведенные в период 1870—1890 гг. Важные исследования в области кинетической теории газов, опубликованные в «Журнале Русского физико-химического общества» за 1885—1890 гг., принадлежат профессору Киевского университета Н. Н. Пирогову. Большое значение имеют многочисленные работы профессора Киевского университета Н. К. Шиллера, посвященные анализу основных положений термодинамики и помещенные в том же журнале за 1880—

10

1900 гг. Выдающимся вкладом в термодинамику паров являются работы чл.-корр. Академии наук СССР А. А. Рауца, одного из создателей теории паровых турбин.

После Великой Октябрьской социалистической революции в нашей стране создано много научно-исследовательских институтов, в задачу которых входит проведение важных для промышленности исследований в области теплотехники и, в частности, термодинамики.

За годы Советской власти проведено много капитальных теоретических и экспериментальных работ. Большая работа была выполнена научными коллективами Энергетического института имени Г. М. Кржижановского, Всесоюзного теплотехнического института имени Ф. Э. Дзержинского, Центрального котлотурбинного института имени И. И. Ползунова и ряда других. Не меньшее значение имеет также работа, выполненная за годы Советской власти в высших учебных заведениях, среди которых в первую очередь нужно отметить Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Московский энергетический институт, Московское высшее техническое училище имени Н. Э. Баумана. Большие успехи, в частности, были достигнуты в исследовании тепловых свойств воды и водяного пара в области высоких и сверхвысоких давлений и температур.

После Великой Октябрьской социалистической революции выпущено небывалыми тиражами немало хороших учебников и учебных пособий по технической термодинамике. Из числа учебников следует в первую очередь назвать выдержавшую большое число изданий книгу А. С. Ястржембского.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ГАЗЫ. ОСНОВНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЗАКОНЫ

1-1. Основные параметры состояния тела. Получение работы за счет теплоты требует наличия «рабочего» тела, при посредстве которого и происходит процесс преобразования в работу тепла, в общем случае сообщаемого телу извне. В результате сообщения телу тепла оно изменяет свое состояние, характеризуемое в основном тремя величинами: удельным давлением, удельным объемом и температурой.

Удельное давление. Каждое тело испытывает давление, производимое на его поверхность окружающей средой. Это давление в каждом месте поверхности направлено по нормали к элементу поверхности внутрь тела; в равновесном состоянии оно уравнивается равным и противоположно направленным давлением тела на окружающую среду (упругостью тела). Для состояния тела характерна величина так называемого удельного давления p , т. е. давления на единицу поверхности тела, за которую в термодинамике принимается квадратный метр, и, следовательно, удельное давление измеряется в килограммах на квадратный метр ($кг/м^2$). Для практического употребления эта единица удельного давления, однако, очень мала; поэтому в технике его измеряют в килограммах на квадратный сантиметр ($кг/см^2$); эта единица измерения носит название атмосферы ($ат$), точнее технической атмосферы; очевидно, что

$$1 ат = 1 кг/см^2 = 10\,000 кг/м^2.$$

В физике под атмосферой понимается среднее давление атмосферного воздуха на уровне моря, соответствующее давлению столба ртути высотой 760 мм при температуре ртути 0°C . Это давление называется физической или

барометрической атмосферой. Чтобы выразить физическую атмосферу в $кг/см^2$, надо определить вес столба ртути с основанием в $1 м^2$ и высотой $760 мм$: зная, что 1 кубический дециметр ($дм^3$) ртути весит при $0^\circ C$ $13,595 кг$, мы получим:

$$1 \text{ физ. атм} = 13,595 \cdot 100 \cdot 7,6 = 10\,332 \text{ кг/м}^2 = 1,0332 \text{ ат},$$

т. е. физическая атмосфера несколько больше технической (на $3,32\%$).

Каждому удельному давлению соответствует определенная высота ртутного или водяного столба, производящего своим весом это давление на основание, поэтому давление можно определять высотой столба ртути или воды, что часто и делают. Так, например, согласно определению физической атмосферы

$$1 \text{ физ. атм} = 760 \text{ мм рт. ст. (при } 0^\circ C)$$

и, следовательно,

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2 = \frac{760}{1,0332} = 735,6 \text{ мм рт. ст. (при } 0^\circ C).$$

Так как с повышением температуры ртуть расширяется, то и высота ртутного столба, соответствующая определенному давлению, несколько увеличивается; это следует иметь в виду при переводе в $кг/см^2$ показаний ртутных барометров—приборов, определяющих давление атмосферного воздуха. Проще всего это делают приведением показания барометра к $0^\circ C$, пользуясь соотношением¹ (учитывая изменение удельного объема ртути при изменении температуры)

$$B_0 = B(1 - 0,000172t), \quad (1-1)$$

где B — действительная высота ртутного столба барометра при температуре воздуха t , $^\circ C$;

B_0 — показание барометра, приведенное к $0^\circ C$.

В таком случае удельное давление воздуха

$$p = \frac{B_0}{735,6} \text{ [кг/см}^2\text{]},$$

где B_0 в $мм рт. ст.$

¹ Уравнение (1-1) не учитывает поправки на температурный коэффициент расширения стекла, которым при небольших температурах допустимо пренебрегать.

Очень незначительные давления часто в практике определяются высотой водяного столба, что представляет известные удобства, так как она для одного и того же давления в 13,595 раза больше соответствующей высоты ртутного столба, т. е.

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 13,595 \text{ мм вод. ст.}$$

Легко видеть, что $1 \text{ физ. атм} = 760 \text{ мм рт. ст.} = 13,595 \cdot 760 = 10\,332 \text{ мм вод. ст.} = 10,332 \text{ м вод. ст.};$
 $1 \text{ ат} = 10 \text{ м вод. ст.}$ и, следовательно,

$$1 \text{ мм вод. ст.} = 0,0001 \text{ ат} = 1 \text{ кг/м}^2$$

Строго говоря, приведенные соотношения справедливы только для воды с температурой 4°C ; но поскольку, как указано, высотой водяного столба измеряются обычно только очень малые давления, то температурная поправка для воды практически не имеет значения и поэтому не производится.

В технике давление чаще всего измеряется пружинными приборами, схематическое устройство которых дано на рис. 1-1: спиральная трубка, один конец которой (левый) запаян, открытым концом, закрепленным неподвижно в корпусе прибора, сообщается с пространством, давление которого p измеряется. На внутреннюю поверхность трубки действует измеряемое удельное давление p , а на внешнюю — удельное давление p_a воздуха помещения, в котором находится прибор, т. е. барометрическое давление.

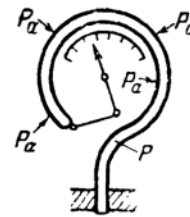


Рис. 1-1.

Как показывает опыт, в случае, когда сечение трубки выбрано овальным, трубка раскручивается (выпрямляется) тем в большей мере, чем больше разность между внутренним и внешним давлениями. К свободному концу трубки — основной детали манометра — посредством специального механизма присоединяется указывающая стрелка прибора.

При изменении внутреннего давления меняется положение свободного конца трубки, а вместе с тем и стрелка манометра.

Приборы для измерения давлений выше атмосферного называются манометрами; их показания дают величину давления

$$p_v = p - p_a. \quad (1-2)$$

т. е. избыток действительного давления p над атмосферным p_a ; в соответствии с этим давление p_m называют избыточным или манометрическим, а давление p — абсолютным. При измерении давления в атмосферах обычно применяют обозначения: *ати* — для избыточного давления и *ата* — для абсолютного, причем, конечно, сама единица измерения в обоих случаях одна и та же ($1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2$). Манометры обычно дают показания в кг/см^2 .

Из уравнения (1-2) следует, что

$$p = p_m + p_a, \quad (1-3)$$

т. е. для определения абсолютного давления надо сложить одновременные показания манометра и барометра.

Приборы для измерения давлений ниже атмосферного называются вакуумметрами; их показания дают величину давления

$$p_v = p_a - p, \quad (1-4)$$

т. е. избыток атмосферного давления p_a над абсолютным давлением p , так называемое разрежение, или вакуум. Из уравнения (1-4) следует, что

$$p = p_a - p_v, \quad (1-5)$$

т. е. для определения абсолютного давления надо в этом случае иметь одновременные показания вакуумметра и барометра и вычесть из второго первое; очевидно, что чем больше показание вакуумметра, тем меньше абсолютное давление p . Пружинные вакуумметры дают обычно показания в сантиметрах ртутного столба при температуре ртути 0°C ; для них температурная поправка, конечно, не нужна.

Из изложенного следует, что показания пружинных манометров и вакуумметров зависят от барометрического давления, которое является величиной переменной и по месту, и по времени. Ясно, что параметром состояния является абсолютное давление p , а не избыточное давление p_m или вакуум p_v .

Удельный объем. Второй основной величиной, характеризующей состояние тела, является удельный объем v , под которым понимается объем единицы веса, а именно объем в кубических метрах (м^3) 1 кг вещества. Если V — объем (в м^3) тела весом G [кг], то по определению

$$v = \frac{V}{G} [\text{м}^3/\text{кг}]. \quad (1-6)$$

Величина, обратная удельному объему,

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{G}{V} \text{ [кг/м}^3\text{]}, \quad (1-7)$$

т. е. вес единицы объема, а именно вес в килограммах 1 м³ вещества, носит название удельного веса. В справочниках удельный вес твердых и жидких тел дается, как правило, в кг/дм³ или в г/см³ (цифры в обоих случаях, очевидно, одинаковы); поэтому при измерении его в кг/м³ цифры справочника должны быть увеличены в 1 000 раз. Принято, например, считать, что удельный вес воды (при 4°С) равен единице, поскольку литр воды весит 1 кг, а 1 см³ весит 1 г; при измерении же удельного веса в кг/м³ для воды при 4°С $\gamma = 1\,000 \text{ кг/м}^3$. Из уравнения (1-7) следует, что

$$\gamma v = 1,$$

а также

$$V = Gv = \frac{G}{\gamma} \text{ и } G = \gamma V = \frac{V}{v}$$

Очевидно, что удельный объем и удельный вес взаимно определяют друг друга, а следовательно, как тот, так и другой могут служить для определения состояния тела.

Температура. Третьей основной величиной, характерной для состояния тела, является температура; она измеряется в технике градусами международной 100-градусной шкалы (°С), 0° которой соответствует температуре плавления льда, а 100° — температуре кипения воды при давлении, равном 1 атм (760 мм рт. ст.) В термодинамических же исследованиях большие удобства представляет так называемая абсолютная шкала, расстояние между постоянными точками которой тоже разделено на 100 частей, как и в международной 100-градусной шкале, а нуль шкалы (абсолютный нуль) перенесен на 273 деления ниже точки плавления льда. По определению Ломоносова абсолютный нуль — «высшая и последняя степень холода». Температуру, отсчитываемую по абсолютной шкале, называют абсолютной температурой (T); она выражается числом градусов (°К)¹, на 273 больше, чем температура, отсчитанная от точки таяния льда (t °С), т. е.

$$T = t + 273; \quad (1-8)$$

¹ По имени английского физика Кельвина.

величина же самих градусов обеих шкал, конечно, одинакова. Из уравнения (1-8), в частности, следует, что

$$0^{\circ} \text{K} = -273^{\circ} \text{C}; \quad 0^{\circ} \text{C} = 273^{\circ} \text{K}; \quad 100^{\circ} \text{C} = 373^{\circ} \text{K}.$$

Пример 1-1. Манометр парового котла показывает 8 кг/см^2 . Как велико абсолютное давление пара в котле, если показание ртутного барометра равно 700 мм рт. ст. при 25°C в помещении?

Барометрическое давление, приведенное к 0°C , по уравнению (1-1)

$$B_0 = 700 (1 - 0,000172 \cdot 25) = 697 \text{ мм рт. ст.}$$

и, следовательно, по уравнению (1-3)

$$p = 8 + \frac{697}{735,6} = 8,947 \text{ ата.}$$

Пример 1-2. Вакуумметр конденсатора паровой машины показывает $62,5 \text{ см рт. ст.}$ Каково абсолютное давление в конденсаторе, если показание ртутного барометра равно 74 см рт. ст. при 20°C в помещении?

Барометрическое давление, приведенное к 0°C , по уравнению (1-1)

$$B_0 = 740 (1 - 0,000172 \cdot 20) = 737 \text{ мм рт. ст.}$$

и, следовательно, по уравнению (1-5)

$$p = 737 - 625 = 112 \text{ мм рт. ст.} = \frac{112}{735,6} = 0,152 \text{ ата.}$$

Если показание барометра упадет, например, до 65 см рт. ст. , то при постоянном давлении в конденсаторе вакуумметр тоже уменьшит свое показание. Новое показание барометра, приведенное к 0°C ,

$$B'_0 = 650 (1 - 0,000172 \cdot 20) = 648 \text{ мм рт. ст.}$$

а новое показание вакуумметра по уравнению (1-4)

$$p'_v = 648 - 112 = 536 \text{ мм} = 53,6 \text{ см рт. ст.}$$

вместо прежних $62,5 \text{ см}$. Как видим, изменение атмосферного давления сильно отражается на показаниях вакуумметров; на показаниях же манометров оно обычно практически не сказывается, так как колебания давления наружного воздуха невелики по сравнению с измеряемым манометром давлением.

1-2. Сущность тепловой энергии. Как известно из физики, каждое тело состоит из мельчайших частиц — молекул и атомов, находящихся в непрерывном движении и связанных между собой силами взаимного притяжения. Молекулярные силы очень быстро убывают с увеличением расстояния между молекулами, так что они сказываются только на крайне малых расстояниях. Они значительны в твердых телах, настолько значительны, что удерживают движущиеся атомы в своего рода «средних» положениях, около которых те и совершают колебания. В газах же и пе

регретых парах силы молекулярного сцепления настолько малы, что молекулы в своем движении практически свободны, причем они движутся прямолинейно по всевозможным направлениям; этим и объясняется характерное для этих тел стремление распространяться по всем направлениям в предоставленном им объеме. Что касается жидкостей, то движение их молекул является более стесненным по сравнению с газовыми молекулами, и они движутся не прямолинейно, а по сложным траекториям, обусловливаемым притяжением соседних молекул.

Согласно представлениям молекулярной кинетической теории тепловая энергия представляет собой кинетическую и потенциальную энергию молекул, атомов и других элементарных частиц. Увеличение скорости молекулярного движения воспринимается нами как повышение температуры тела, которая, следовательно, характеризует интенсивность молекулярного движения.

1-3. Идеальный газ. Кинетическая теория газов. Молекулярно-кинетическая теория наиболее глубоко и стройно разработана в настоящее время применительно к газам, поскольку свойства газов проще, чем твердых и жидких тел. Особенно простые соотношения получаются для так называемых «идеальных» газов, под которыми понимаются газы, состоящие из вполне упругих молекул, между которыми не действуют силы взаимного притяжения, причем объем, занимаемый молекулами, исчезающе мал по сравнению с объемом междумолекулярного пространства, т. е. молекулы являются материальными точками.

Молекулы находятся в непрерывном хаотическом движении и число их громадно даже в небольшом объеме. При этих предпосылках движение каждой молекулы при отсутствии внешних сил будет прямолинейным и равномерным до тех пор, пока она не столкнется с другой молекулой или не ударится о стенку. Удары молекул о стенку быстро следующие один за другим, обуславливают давление, производимое газом на стенки сосуда. Это давление распределено равномерно по поверхности стенок и направлено по нормали к элементу поверхности. Следовательно, давление газа на единицу поверхности — удельное давление p — одинаково во всех направлениях. Равенство удельных давлений во всех направлениях обуславливается полной хаотичностью молекулярного движения, при котором молекулы движутся по всевозможным направлениям, причем ни одно из них не имеет каких-либо преимуществ пе-

ред другими, и громадным числом молекул даже в небольшом объеме.

Согласно выводам кинетической теории газов, которые даются в курсе физики, величина удельного давления идеального газа на стенки определяется уравнением

$$p = \frac{nm\omega^2}{3}, \quad (1-9)$$

где p — абсолютное давление газа;

n — число молекул в единице объема газа;

m — масса молекулы, одинаковая в однородном газе для всех молекул;

ω — так называемая средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул.

Скорость поступательного движения отдельных молекул в газе данного состояния различна; в формулу (1-9) входит средняя квадратичная скорость ω :

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 + \dots + \omega_n^2}{n}} \quad (1-10)$$

Уравнение (1-9) является основным уравнением кинетической теории газов; если его написать в виде:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\omega^2}{2}, \quad (1-11)$$

то оно может быть сформулировано так: *удельное давление газа численно равно $\frac{2}{3}$ кинетической энергии поступательного движения молекул, заключенных в единице объема.*

Умножая уравнение (1-11) на объем газа V , получаем:

$$pV = \frac{2}{3} nV \frac{m\omega^2}{2} = \frac{2}{3} N \frac{m\omega^2}{2}, \quad (1-12)$$

где

$$N = nV$$

— число молекул в данном объеме газа.

Согласно основному постулату кинетической теории средняя кинетическая энергия молекулы газа $\frac{m\omega^2}{2}$ неразрывно

связана с его абсолютной температурой T будучи ей прямо пропорциональна, т. е.

$$\frac{m\omega^2}{2} = aT \quad (1-13)$$

где a коэффициент пропорциональности, одинаковый для всех газов.

Таким образом, абсолютная температура является мерой кинетической энергии поступательного движения молекул. Значению $T = 0^\circ \text{K}$ соответствует по уравнению (1-13) $\omega = 0$, т. е. при температуре абсолютного нуля тепловое движение молекул отсутствует. Очевидно, что не может быть значения $T < 0$.

1-4. Основные газовые законы. Закон Бойля-Мариотта. Подставляя в уравнение (1-12) из уравнения (1-13)

$$\frac{m\omega^2}{2} = aT$$

получаем:

$$pV = \frac{2}{3} NaT \quad (1-14)$$

Так как $a = \text{const}$, а для данной массы газа и $N = \text{const}$, то при $T = \text{const}$

$$pV = \text{const}, \quad (1-15)$$

для 1 кг газа

$$pv = \text{const}. \quad (1-16)$$

Это важное следствие из основных положений кинетической теории составляет содержание так называемого закона Бойля-Мариотта, полученного чисто экспериментальным путем задолго до разработки кинетической теории газов. Соответственно уравнениям (1-15) и (1-16) его можно формулировать так: *произведение давления на объем определенной массы рассматриваемого газа есть для данной температуры величина постоянная и, следовательно, при постоянной температуре объемы данной массы газа обратно пропорциональны их давлениям.*

Необходимо теперь же отметить, что действительные или реальные газы вполне точно закону Бойля-Мариотта не следуют.

Закон Гей Люссака. Из уравнения (1-14) следует, что при $p = \text{const}$

$$\frac{V}{T} = \frac{2}{3} \cdot \frac{Na}{p} = \text{const.} \quad (1-17)$$

Это второе следствие основных положений кинетической теории составляет содержание так называемого закона Гей-Люссака, полученного, так же как и закон Бойля-Мариотта, чисто экспериментальным путем. Его можно формулировать так: *при постоянном давлении объемы данной массы газа прямо пропорциональны их абсолютным температурам.*

Для 1 кг газа уравнение (1-17) получает вид:

$$\frac{v}{T} = \text{const}$$

и, следовательно, так как $v = \frac{1}{\gamma}$,

$$\boxed{\gamma T = \text{const}}, \quad (1-18)$$

т. е. произведение удельного веса данного газа на его абсолютную температуру для определенного давления есть величина постоянная.

И этому закону реальные газы не вполне точно следуют, а дают от него отклонения.

Пользуясь законом Гей-Люссака, можно дать обоснование тому, что нуль абсолютной температурной шкалы (0°K) смещен на 273 деления 100-градусной шкалы ниже точки плавления льда (0°C). Уравнение (1-17) можно написать в следующем виде:

$$\frac{V}{T} = \frac{V_0}{T_0}, \quad \text{или} \quad \frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0}$$

где T_0 — температура, соответствующая 0°C , и V_0 — объем газа при этой температуре.

Из последней пропорции следует, что

$$\frac{V - V_0}{V_0} = \frac{T - T_0}{T_0}$$

и

$$\frac{V - V_0}{V_0(T - T_0)} = \frac{1}{T_0}. \quad (1-19)$$

22

Левая часть уравнения (1-19) есть не что иное, как увеличение объема газа относительно его объема при 0°C при нагревании на один градус; это—так называемый коэффициент объемного расширения газов при постоянном давлении. Обозначая его через α , получаем:

$$\alpha = \frac{1}{T_0} = \text{const}, \quad (1-20)$$

поскольку точка плавления льда есть постоянная точка и, следовательно, $T_0 = \text{const}$. И, действительно, для наиболее совершенных газов, как установлено многочисленными опытами, коэффициент α почти одинаков, будучи равен в среднем $\frac{1}{273}$. В соответствии с равенством (1-20) следует, что $T_0 = 273$, т. е. точке плавления льда соответствует температура 273° по шкале, называемой абсолютной; нуль же этой шкалы лежит на 273 деления ниже 0°C *

Закон Авогадро. Для всех газов при одинаковых p , v и T , как это следует из уравнения (1-14), N одинаково. Это важное положение является содержанием закона Авогадро, заключающегося в том, что *все газы при одинаковых температурах и давлениях содержат в одинаковых объемах одно и то же число молекул*; другими словами, удельные веса газов γ при одинаковых температурах и давлениях прямо пропорциональны их молекулярным весам μ , т. е.

$$\frac{\mu}{\gamma} = \text{const},$$

и, следовательно, так как $\gamma = \frac{1}{v}$

$$\mu v = \text{const}. \quad (1-21)$$

Уравнение (1-21) устанавливает, что при одинаковых давлениях и температурах произведение μv для всех газов одинаково.

Весовое количество μ [кг] газа, где μ — его молекулярный вес, носит название килограмм-молекулы или моля; величина моля в килограммах для каждого газа имеет, следовательно, свое значение; так, например, моль

* Коэффициент объемного расширения близких к идеальному газам на самом деле равен не $\frac{1}{273}$, а $\frac{1}{273,15}$. В соответствии с этим точнее написать $T_0 = 273,16$ и $T = 273,16 + t$. Однако для большинства расчетов можно написать $\alpha = \frac{1}{273}$. (Прим. ред)

кислорода равен 32 кг, а моль водорода 2,016 кг. Произведение μv есть, очевидно, объем моля (в m^3), так что уравнение (1-21), а следовательно, и закон Авогадро можно формулировать так: *объем моля при одинаковых температурах и давлениях для всех газов одинаков.*

Так, например, удельный вес водорода при $0^\circ C$ и давлении 760 мм рт. ст. $\gamma = 0,09 \text{ кг/м}^3$, молекулярный же его вес $\mu = 2,016$; следовательно, для всех газов в этих условиях

$$\mu v = \frac{\mu}{\gamma} = \frac{2,016}{0,09} = 22,4 \text{ м}^3 \text{ (при } 0^\circ C \text{ и } 760 \text{ мм рт. ст.)} \quad (1-22)$$

и в тех же условиях

$$\gamma = \frac{\mu}{22,4}. \quad (1-23)$$

Последнее соотношение позволяет определять удельные веса газов в так называемых нормальных физических условиях ($0^\circ C$ и 760 мм рт. ст.) по их молекулярным весам, и наоборот.

Реальные газы не вполне точно следуют закону Авогадро.

1-5. Уравнение состояния идеального газа. Для моля газа уравнение (1-14) получает вид:

$$pV_\mu = \frac{2}{3} N_\mu aT \quad (1-24)$$

где $V_\mu = \mu v$ — объем моля, m^3 ;

N_μ — число молекул в моле газа;

a — коэффициент пропорциональности, одинаковый для всех газов.

По закону Авогадро объем моля V_μ при одинаковых p и T для всех газов одинаков; в таком случае по уравнению (1-24) и N_μ для всех газов одинаково, т. е. *число молекул в одном моле для всех газов одинаково*, причем оно, конечно, одинаково при всех давлениях и температурах. Это — так называемое число Авогадро. Поскольку величина a тоже для всех газов одинакова, то уравнению (1-24) можно придать следующий вид:

$$pV_\mu = R_\mu T, \quad (1-25)$$

где

$$R_{\mu} = \frac{2}{3} N_{\mu} a = \text{const} \quad (1-26)$$

постоянная для 1 моля, одинаковая для всех газов так называемая универсальная газовая постоянная. Величина ее может быть определена из уравнения (1-25), если известен объем моля V_{μ} для определенных давления и температуры. Так, например, по уравнению (1-22) $V_{\mu} = 22,4 \text{ м}^3$ при $p = 10\,332 \text{ кг/м}^2$ и $T = 273^{\circ} \text{ К}$; следовательно, по уравнению (1-25)

$$R_{\mu} = \frac{pV_{\mu}}{T} = \frac{10\,332 \cdot 22,4}{273} = 848, \quad (1-27)$$

так что уравнение (1-25) получает вид:

$$pV_{\mu} = p_{\mu}v = 848 \cdot T \quad (1-28)$$

Уравнение (1-28) относится к 1 молю, т. е. к μ [кг] газа; разделив его на μ , получим:

$$pv = \frac{848}{\mu} T = RT \quad (1-29)$$

— такое же уравнение, относящееся к 1 кг газа, где

$$R = \frac{848}{\mu} \quad (1-30)$$

— постоянная для 1 кг данного газа, для каждого газа имеющая свое значение в зависимости от его молекулярного веса.

Из сопоставления уравнений (1-27) и (1-30) следует, что

$$R_{\mu} = \mu R = 848. \quad (1-31)$$

Разделив уравнение (1-26) на N_{μ} , получаем:

$$k = \frac{R_{\mu}}{N_{\mu}} = \frac{2}{3} a = \text{const}, \quad (1-32)$$

где k , очевидно, не что иное, как газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле газа, так называемая константа Больцмана.

Умножив уравнение (1-29) на весовое количество газа G [кг], мы получим, поскольку $Gv = V$

$$pV = GRT \quad (1-33)$$

— уравнение для G [кг] газа.

Каждое из уравнений (1-28), (1-29) и (1-33) связывает между собой основные величины: давление, объем и температуру, характеризующие состояние газа. В соответствии с этим каждое из них является уравнением состояния или характеристическим уравнением идеального газа. Они отличаются друг от друга только тем, что относятся к различным весовым количествам газа. Наиболее общий характер имеет уравнение (1-28), относящееся к 1 молю и одинаковое для всех газов и их смесей. Поэтому введение в расчеты моля и пользование уравнением состояния (1-28) во многих случаях упрощают расчеты, особенно в случае газовых смесей. Специфические свойства данного идеального газа сказываются при пользовании этим уравнением только при определении удельного объема по соотношению $v = \frac{V}{\mu}$, поскольку в него входит молекулярный вес данного газа μ .

Что касается уравнений (1-29) и (1-33), то они для каждого газа имеют различный вид, поскольку каждому газу соответствует свое значение постоянной R , которое может быть определено или из соотношения (1-30) по молекулярному весу газа μ , или из уравнения (1-29), если известен удельный объем газа v или его удельный вес γ при определенных давлении и температуре. Из уравнения (1-29) можно установить размерность постоянной R ; она будет, поскольку $R = \frac{pv}{T}$, равна $\frac{\text{кг/м}^2 \cdot \text{м}^3/\text{кг}}{\text{град}} = \text{кгм/кг} \cdot \text{град}$.

Мы не сокращаем кг в обозначении измерения, отмечая тем самым, что R есть постоянная 1 кг газа; кроме того, при таком обозначении видно, что постоянная R измеряется в единицах работы (кгм); смысл ее будет отчетливо выяснен несколько позже (§ 3-2).

Нетрудно видеть, что уравнение $pv = RT$ представляет собой соединенный закон Бойля-Мариотта и Гей-Люссака; действительно, при $T = \text{const}$ оно принимает вид $pv = \text{const}$ [уравнение (1-16)], а при $p = \text{const}$ $\frac{T}{v} = \gamma T = \text{const}$ [уравнение (1-18)].

Поскольку в уравнении (1-29) имеются три переменные: p , v и T , очевидно, что только две из них являются независимыми; другими словами, любая пара из них: p и v , p и T или v и T однозначно определяет третью, а следовательно, и состояние газа.

При пользовании уравнениями состояния необходимо иметь в виду, что удельное давление p в них измеряется в кг/м^2 .

Пример 1-3. Воздух манометрического давления 1 кг/см^2 расширяется при постоянной температуре до тройного объема. Каково абсолютное давление в конце расширения, если высота ртутного барометра, приведенная к 0°C , равна 550 мм ?

Абсолютное начальное давление

$$p_1 = 1 + \frac{550}{735,6} = 1,747 \text{ ата},$$

а по закону Бойля-Марриотта

$$p_2 = \frac{p_1}{3} = \frac{1,747}{3} = 0,582 \text{ ата}.$$

Пример 1-4. Газообразные продукты горения топки парового котла имеют в начале дымохода температуру 1200°C , а в конце 250°C . Во сколько раз объем их в конце дымохода меньше, чем в начале, в предположении одинакового давления в начале и в конце?

По закону Гей-Люссака

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{273 + 1200}{273 + 250} = \frac{1473}{523} = 2,82.$$

Пример 1-5. Определить объем, занимаемый $1,4 \text{ кг}$ водорода ($R = 420,6$) при давлении 2 ата и 25°C .

Из уравнения (1-33)

$$V = \frac{GRT}{p} = \frac{1,4 \cdot 420,6 \cdot 298}{20\,000} = 8,78 \text{ м}^3.$$

Пример 1-6. Определить удельный вес азота при 15°C и 1 ата его газовую постоянную R , зная, что молекулярный вес азота $\mu = 28,02$.

По уравнению (1-30)

$$R = \frac{848}{28,02} = 30,26 \text{ кгм/кг} \cdot \text{град},$$

из уравнения (1-29)

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{p}{RT} = \frac{10\,000}{30,26 \cdot 288} = 1,148 \text{ кг/м}^3.$$

Можно также воспользоваться уравнением (1-28), определив из него

$$V_\mu = \frac{848T}{p} = \frac{848 \cdot 288}{10\,000} = 24,4 \text{ м}^3.$$

А так как $V_\mu = \mu v = \frac{\mu}{\gamma}$ то

$$\gamma = \frac{\mu}{V_\mu} = \frac{28,02}{24,4} = 1,148 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 1-7. Определить вес кислорода ($R = 26,5$) в баллоне емкостью 100 л , если при температуре 20°C давление в баллоне равно 80 ата .

Из уравнения (1-33)

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{800\,000 \cdot 0,1}{26,5 \cdot 293} = 10,3 \text{ кг.}$$

Пример 1-8. Удельный вес водорода при 0°C и 760 мм рт. ст. равен $0,09 \text{ кг/м}^3$; чему он равен при 12 атм и 400°C ?

Написав характеристическое уравнение (1-29) для обоих состояний и разделив первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{T_1}{T_2}, \text{ или } \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{T_1}{T_2},$$

откуда

$$\gamma_2 = \gamma_1 \frac{p_2}{p_1} \frac{T_1}{T_2} = 0,09 \frac{120\,000}{10\,332} \frac{273}{673} = 0,424 \text{ кг/м}^3.$$

1-6. Газовые смеси. Закон Дальтона. Если имеем не однородный газ, а газовую смесь, причем в 1 м^3 смеси содержится n_1, n_2 и т. д. молекул разных газов с массами m_1, m_2 и т. д. и соответственными средними скоростями w_1, w_2 и т. д., то при одинаковой температуре во всей массе газа по уравнению (1-13) кинетическая энергия всех молекул одинакова и, следовательно,

$$m_1 w_1^2 = m_2 w_2^2 = \dots = m w^2.$$

Поэтому давление смеси по уравнению (1-9)

$$p = \frac{n m w^2}{3},$$

где n — общее число молекул смеси;

$$n = n_1 + n_2 + \dots$$

В связи с этим можем написать:

$$p = \frac{n m w^2}{3} = \frac{(n_1 + n_2 + \dots) m w^2}{3} = \frac{n_1 m_1 w_1^2}{3} + \frac{n_2 m_2 w_2^2}{3} + \dots = p_1 + p_2 + \dots \quad (1-34)$$

где p_1, p_2 и т. д., — очевидно, давления, производимые на стенки отдельными газами, — так называемые парциальные давления.

Уравнение (1-34) устанавливает так называемый закон Дальтона, состоящий в том, что при отсутствии химических реакций давление смеси газов равно сумме парциальных давлений, входящих в смесь газов.

Таким образом, характерной особенностью газовой смеси является то, что при отсутствии химических реакций каждый входящий в смесь газ ведет себя так, как будто других составляющих смеси газов не существует, т. е. он распространяется по всему объему и производит соответствующее давление на стенки.

Реальные газы не вполне точно следуют закону Дальтона.

Весовой и объемный состав смеси. В теплотехнике обычно приходится иметь дело не с однородными газами, а с газовыми смесями различного состава; таковы, например, газообразные продукты горения разного топлива и горючие смеси газовых двигателей. Газовые смеси тоже практически довольно точно подчиняются уравнениям состояния:

$$pv = RT;$$

$$pV = GRT;$$

$$pV_{\mu} = 848T$$

но для пользования двумя первыми уравнениями необходимо знать газовую постоянную смеси R , а в случае применения третьего уравнения определение удельного объема $v = \frac{V_{\mu}}{\mu}$ требует знания среднего или кажущегося молекулярного веса смеси μ , связанного с R соотношением $\mu R = 848$. Как R , так и μ зависят, естественно, от состава смеси, т. е. от того, какие газы входят в смесь и в какой пропорции.

Состав газовой смеси определяется или по весу, или по объему; в первом случае пользуются относительным весовым содержанием отдельных газов в смеси:

$$g_1 = \frac{G_1}{G}, \quad g_2 = \frac{G_2}{G}, \quad g_n = \frac{G_n}{G}$$

где G_1, G_2, \dots, G_n — весовые количества отдельных газов;
 G — общий вес смеси,

причем, очевидно,

$$G = G_1 + G_2 + \dots + G_n$$

и

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1.$$

Определение смеси по объему требует предварительных разъяснений. Характерной особенностью газовой смеси, как было сказано (§ 1-6), является то, что при отсутствии химических реакций каждый входящий в смесь газ ведет себя так, как будто других составляющих смесь газов не существует, т. е. распространяется по всему объему смеси и следует своему уравнению состояния, из которого может быть получено его давление, соответствующее температуре смеси и ее объему.

Это — так называемое парциальное давление входящего в смесь газа; давление же смеси по закону Дальтона равно сумме парциальных давлений.

Таким образом, состояние отдельных газов в смеси характеризуется величинами:

$$p_1, V, T;$$

$$p_2, V, T;$$

$$p_n, V, T$$

где V и T — объем и температура смеси;

p_1, p_2, \dots, p_n — парциальные давления отдельных газов.

Для сопоставления количеств отдельных газов в смеси по объему необходимо привести их объем V , которому соответствует общая температура T , к одинаковому давлению, проще всего к давлению смеси p . Эти парциальные объемы составляющих смесь газов V_1, V_2, \dots, V_n получаются по закону Бойля-Мариотта из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} pV_1 &= p_1V; \\ pV_2 &= p_2V; \\ pV_n &= p_nV \end{aligned} \right\} \quad (1-35)$$

Отношения

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

и являются объемными содержаниями отдельных газов в смеси, определяющими состав смеси по объему. Так как по уравнению (1-35)

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

и по закону Дальтона

$$p_1 + p_2 + \dots + p_n = p,$$

то

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = \frac{p_1 + p_2 + \dots + p_n}{p} V = V$$

следовательно,

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

Между весовыми и объемными содержаниями имеется простое соотношение, а именно в связи с уравнениями (1-21) и (1-30) для каждого входящего в смесь газа

$$g_i = \frac{G_i}{G} = \frac{\gamma_i V_i}{\gamma V} = \frac{\mu_i}{\mu} r_i = \frac{R}{R_i} r_i \quad (1-36)$$

(удельные веса γ и γ_i должны быть взяты при давлении p и температуре T смеси).

Газовая постоянная и кажущийся молекулярный вес смеси. Из уравнения (1-36)

$$r_i = g_i \frac{R_i}{R};$$

$$\sum r_i = \frac{\sum g_i R_i}{R} = 1,$$

откуда

$$R = \sum g_i R_i = 848 \sum \frac{g_i}{\mu_i}, \quad (1-37)$$

поскольку

$$R_i = \frac{848}{\mu_i}$$

следовательно, кажущийся молекулярный вес смеси

$$\underline{\mu} = \frac{848}{R} = \frac{848}{\sum g_i R_i} = \frac{1}{\sum \frac{g_i}{\mu_i}}. \quad (1-38)$$

Уравнения (1-37) и (1-38) служат для определения R и μ , если дан весовой состав смеси.

Из того же уравнения (1-36)

$$\sum g_i = \frac{\sum r_i \mu_i}{\mu} = 1,$$

откуда

$$\mu = \sum r_i \mu_i = 848 \sum \frac{r_i}{R_i}, \quad (1-39)$$

и, следовательно,

$$R = \frac{848}{\mu} = \frac{848}{\sum r_i \mu_i} = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}} \quad (1-40)$$

Уравнения (1-39) и (1-40) служат для определения μ и R , если дан объемный состав смеси.

Определение парциальных давлений. Так как согласно определению парциальных давлений и парциальных объемов

$$p_1 V = p V_1; \quad p_2 V = p V_2; \quad p_n V = p V_n,$$

то

$$\frac{p_1}{p} = \frac{V_1}{V} = r_1; \quad \frac{p_2}{p} = \frac{V_2}{V} = r_2; \quad \frac{p_n}{p} = \frac{V_n}{V} = r_n$$

и, следовательно,

$$p_1 = r_1 p; \quad p_2 = r_2 p; \quad p_n = r_n p. \quad (1-41)$$

А так как по уравнению (1-36)

$$r_i = g_i \frac{\mu}{\mu_i} = g_i \frac{R_i}{R},$$

то одновременно:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= g_1 \frac{\mu}{\mu_1} p = g_1 \frac{R_1}{R} p; \\ p_2 &= g_2 \frac{\mu}{\mu_2} p = g_2 \frac{R_2}{R} p; \\ p_n &= g_n \frac{\mu}{\mu_n} p = g_n \frac{R_n}{R} p. \end{aligned} \right\} \quad (1-42)$$

Как видим, определение парциальных давлений очень просто, если дан объемный состав смеси [уравнение (1-41)]; если же дан весовой состав, то необходимо предварительно найти R или μ смеси [уравнение (1-42)].

Пример 1-9. Дан объемный состав генераторного газа.

H ₂	CO	CO ₂	N ₂
18	24	6	52%

Определить состав газа по весу, величину парциальных давлений отдельных газов при давлении смеси 760 мм рт. ст. и удельный вес газа в нормальных физических условиях.

Молекулярные веса составляющих смесь газов равны:

$$\mu_{H_2} = 2,016; \quad \mu_{CO} = 28; \quad \mu_{CO_2} = 44; \quad \mu_{N_2} = 28,02;$$

кажущийся же молекулярный вес генераторного газа по уравнению (1-39)

$$\mu = \sum r_i \mu_i = 0,18 \cdot 2,016 + 0,24 \cdot 28 + 0,06 \cdot 44 + 0,52 \cdot 28,02 = 24,3,$$

удельный вес при 0° С и 760 мм рт. ст. по уравнению (1-23)

$$\gamma = \frac{\mu}{22,4} = \frac{24,3}{22,4} = 1,085 \text{ кг/м}^3.$$

Весовые содержания отдельных газов по уравнению (1-36)

$$g_{H_2} = \frac{\mu_{H_2}}{\mu} r_{H_2} = \frac{2,016}{24,3} \cdot 0,18 = 0,015;$$

$$g_{CO} = \frac{28}{24,3} \cdot 0,24 = 0,276;$$

$$g_{CO_2} = \frac{44}{24,3} \cdot 0,06 = 0,109;$$

$$g_{N_2} = \frac{28,02}{24,3} \cdot 0,52 = 0,6.$$

так что весовой состав газа

H ₂	CO	CO ₂	N ₂
1,5	27,6	10,9	60%

Парциальные же давления по уравнению (1-41)

$$p_{H_2} = r_{H_2} p = 0,18 \cdot 760 = 136,8 \text{ мм рт. ст.},$$

$$p_{CO} = r_{CO} p = 0,24 \cdot 760 = 182,4 \text{ мм рт. ст.},$$

$$p_{CO_2} = r_{CO_2} p = 0,06 \cdot 760 = 45,6 \text{ мм рт. ст.},$$

$$p_{N_2} = r_{N_2} p = 0,52 \cdot 760 = 395,2 \text{ мм рт. ст.}$$

Пример 1-10. Определить газовую постоянную, удельный вес в нормальных физических условиях и объемный состав смеси, состоящей по весу из 95% воздуха и 5% светильного газа с постоянной $R_{св} = 73,5$.

Газовая постоянная сухого воздуха $R_{\text{в}} = 29,27$, так, что постоянная смеси по уравнению (1-37)

$$R = \sum g_i R_i = 0,95 \cdot 29,27 + 0,05 \cdot 73,5 = 31,47,$$

а кажущийся молекулярный вес по уравнению (1-38)

$$\mu = \frac{848}{R} = \frac{848}{31,47} = 26,9.$$

Удельный же вес при 0°C и 760 мм рт. ст. по уравнению (1-23)

$$\gamma = \frac{\mu}{22,4} = \frac{26,9}{22,4} = 1,2 \text{ кг/м}^3.$$

Объемный состав смеси определяется по уравнению (1-36), а именно:

$$r_{\text{в}} = g_{\text{в}} \frac{R_{\text{в}}}{R} = 0,95 \frac{29,27}{31,47} = 0,885;$$

$$r_{\text{св}} = g_{\text{св}} \frac{R_{\text{св}}}{R} = 0,05 \frac{73,5}{31,47} = 0,115.$$

т. е. смесь состоит по объему из 88,5% воздуха и 11,5% светильного газа.

Пример 1-11. Определить газовую постоянную горючей смеси, состоящей из $1,3 \text{ м}^3$ воздуха и 1 м^3 генераторного газа, если удельный вес последнего при 0°C и 760 мм рт. ст. равен $1,2 \text{ кг/м}^3$.

Объемные содержания воздуха и газа

$$r_{\text{в}} = \frac{1,3}{2,3} = 0,565 \quad \text{и} \quad r_{\text{г}} = \frac{1}{2,3} = 0,435.$$

Молекулярный вес генераторного газа по уравнению (1-23)

$$\mu_{\text{г}} = 22,4 \cdot 1,2 = 26,9,$$

а молекулярный вес воздуха из таблиц $\mu_{\text{в}} = 29$. В таком случае по уравнению (1-40)

$$R = \frac{848}{\sum r_i \mu_i} = \frac{848}{0,565 \cdot 29 + 0,435 \cdot 26,9} = 30,2.$$

1-7. Реальные газы. Их отклонения от уравнения состояния идеальных газов. Характеристическое уравнение $pV = RT$, полученное нами на основании предпосылок кинетической теории газов, строго говоря, справедливо только для идеальных газов, т. е. для таких газов, в которых отсутствуют молекулярные силы сцепления, а объем, занимаемый молекулами, исчезающе мал по сравнению с объемом газа. В природе таких газов нет; поэтому естественно, что все реальные газы дают большие или меньшие отклонения от уравнения состояния идеальных газов $pV = RT$, т. е. от

законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, соединением которых оно является.

Как известно из физики, все реальные газы путем охлаждения ниже так называемой критической температуры ($t_{кр}$), существование которой было установлено Менделеевым, и одновременного сжатия могут быть переведены в жидкое состояние; другими словами, реальные газы являются перегретыми парами определенных жидкостей. В жидкостях же молекулярные силы сцепления очень значительны; поэтому чем ближе газ к переходу в жидкое состояние, тем больше его отклонения от свойств идеального газа; удаление же от жидкой фазы приближает его к идеальному газу. Самый факт установления законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака чисто экспериментальным путем свидетельствует, что во многих случаях реальные газы близки к идеальному состоянию. Таковы, например, все двухатомные газы, а именно: водород, азот, кислород, воздух, окись углерода (СО), которые в условиях их практического применения в теплотехнике обычно очень далеки от жидкой фазы, так как их критическая температура значительно ниже 0°C , будучи равна:

для	H_2	N_2	CO	воздуха	O_2
$t_{кр}$	$= -242$	$-147,1$	-141	$-140,6$	$-118,8^\circ\text{C}$

Отклонения реальных газов от свойств идеального газа в общем увеличиваются с понижением температуры и с повышением давления.

Уравнение Ван-дер-Ваальса. Отклонения реальных газов от уравнения состояния $pV = RT$ довольно правильно учитываются уравнением состояния Ван-дер-Ваальса, имеющим следующий вид:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad (1-43)$$

где a и b — постоянные для данного газа.

Сопоставляя уравнение (1-43) с уравнением идеальных газов $pV = RT$, мы видим, что в первое внесены две поправки, учитывающие свойства реальных газов: на давление $\left(+\frac{a}{v^2}\right)$ и на объем $(-b)$.

Если представить уравнение (1-43) в виде:

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v^2}, \quad (1-44)$$

то ему может быть дано такое объяснение с точки зрения кинетической теории. Для идеального газа, т. е. при пренебрежении объемом молекул и силами взаимного притяжения между ними, $p = \frac{RT}{v}$. Конечный объем молекул реальных газов, уменьшая свободное пространство, в котором перемещаются молекулы, увеличивает число ударов их о стенки и, следовательно, повышает давление p так, как если бы объем газа уменьшился на некоторую величину b , т. е. в отношении $\frac{v}{v-b}$, что и отражено в первом члене правой части уравнения (1-44). Наличие молекулярных сил сцепления, обуславливающих так называемое внутреннее давление газа p_i , уменьшает давление газа p на стенку, потому что, испытывая притяжение соседних молекул, каждая молекула приближается к стенке сосуда с замедленной скоростью. Это уменьшение давления газа на стенку равно внутреннему давлению p_i , которое направлено от стенки в толщу газа и прямо пропорционально как числу молекул, приходящихся на 1 м^2 стенки и в нее ударяющих, так и числу молекул, их притягивающих, т. е. квадрату числа молекул на 1 м^2 , которое в свою очередь прямо пропорционально удельному весу γ и, следовательно, обратно пропорционально удельному объему v . Таким образом внутреннее давление p_i должно быть обратно пропорционально v^2 , т. е. $p_i = \frac{a}{v^2}$, где a — постоянная, зависящая от природы газа. На эту величину p_i уменьшается давление газа на стенку p , как это и учтено в уравнении (1-44).

Уравнение Ван-дер-Ваальса, как уже было сказано, довольно правильно отражает свойства реальных газов; однако в ряде случаев оно дает заметные расхождения с опытными результатами. Поэтому неоднократно делались попытки уточнения уравнения Ван-дер-Ваальса, неизбежно связанного с его усложнением.

Значительно более точный результат дает уравнение состояния реальных газов, составленное профессорами Вукловичем и Новиковым (1939 г.) и учитывающее, кроме сил сцепления между молекулами и влияния объема молекул, явление ассоциации молекул, заключающееся в объединении одиночных молекул в двойные и тройные, так что газ не является однородным газом, а смесью газов, состоящей из одиночных, двойных и тройных молекул. Это уравнение

является уточнением уравнения Ван-дер-Ваальса и лучше отражает свойства реальных газов.

Мы в наших дальнейших исследованиях термодинамических свойств газов будем пользоваться уравнением состояния $p\nu = RT$, имеющим важное преимущество большой простоты, потому что, как уже сказано, большинство реальных газов в области их широкого технического применения хорошо подчиняется этому уравнению идеальных газов. Необходимо еще отметить, что уравнение $p\nu = RT$ есть уравнение равновесного состояния, т. е. такого, при котором давление, температура и удельный объем (или удельный вес) одинаковы в каждый момент по всей массе газа; такое состояние называется равновесным, потому что без внешнего воздействия тело из него не выходит.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

2-1. Принцип эквивалентности тепла и работы. Что путем затраты механической энергии или работы можно получить теплоту, было известно из жизненного опыта с древних времен и использовалось еще первобытными людьми для добывания огня трением двух сухих кусков дерева одного о другой и высеканием огня посредством кремней. Практическое же доказательство возможности превращения теплоты в работу было дано на первых паровых машинах, работавших за счет теплоты, развиваемой топливом при его сгорании в топке парового котла.

Количество теплоты, как всякого другого вида энергии, может быть измеряемо; его технической единицей служит калория — количество тепла, необходимое для нагревания 1 кг воды на 1°С. Так как это количество, хотя и незначительно, но меняется вместе с температурой, то в настоящее время калорию определяют как количество тепла, потребное для нагревания 1 кг воды от 19,5 до 20,5°С (20-градусная калория, установленная нашим ОСТ 6259). Это значение почти совпадает со средним в пределах температур от 0—100°С, под которым понимается 0,01 количества тепла, необходимого для нагревания 1 кг воды от 0 до 100°С. Техническую калорию часто называют большой калорией или килограмм-калорией (*ккал*) в отличие от малой или грамм-калории — единицы тепла, принятой в физике и составляющей 0,001 часть технической.

Технической единицей работы является килограммометр (кгм).

По закону сохранения энергии, открытому Ломоносовым, теплота и работа эквивалентны друг другу и могут переходить одна в другую, подчиняясь закону пропорциональности, т. е.

$$Q = AL, \quad (2-1)$$

где Q — количество тепла в килокалориях, превращенное в работу;

L — работа в килограммометрах, полученная за счет теплоты Q ;

A — постоянный множитель — коэффициент пропорциональности.

Таким образом, между единицами тепла и работы имеется вполне определенное соотношение и, следовательно, вполне допустимо измерять работу в килокалориях, а теплоту — в килограммометрах.

Эквивалентность тепловой и механической энергии привела к формулировке общего закона сохранения энергии, согласно которому энергия не может быть ни создана, ни уничтожена, а только преобразована из одного вида в другой; каждый вид энергии может переходить в другой, причем при таком превращении определенное количество «исчезнувшей» энергии одного вида дает эквивалентное ему количество энергии другого вида. Эквивалентность тепла и работы является, очевидно, частным случаем общего закона сохранения энергии, не будучи связана с какими-либо определенными представлениями о сущности тепловой энергии и строении вещества. С точки же зрения кинетической теории тепла и материи эквивалентность тепла и работы вполне очевидна, поскольку согласно этой теории теплота материального тела есть не что иное, как механическая энергия движения его мельчайших частиц, т. е. молекул и атомов.

Постоянный множитель равенства (2-1):

$$A = \frac{Q}{L}$$

определяет, скольким килокалориям эквивалентен 1 кгм, и в соответствии с этим носит название теплового эквивалента работы. Величина его определялась экспериментальным путем: первые точные определения были

сделаны в 40-х годах прошлого столетия и дали среднее значение $A = \frac{1}{424}$ ккал/кгм, которое и считалось достоверным вплоть до начала нашего века. В настоящее же время на основании позднейших исследований принято считать:

$$A = \frac{1}{427} \text{ ккал/кгм.} \quad (2-2)$$

Обратная величина теплового эквивалента A , т. е.

$$\frac{1}{A} = \frac{L}{Q} = 427 \text{ кгм/ккал,}$$

определяет, скольким килограмметрам эквивалентна 1 ккал, и в соответствии с этим носит название механического эквивалента тепла. Как тепловой, так и механический эквиваленты являются, следовательно, множителями для перевода килограмметров в килокалории и обратно.

Таким образом, принципу эквивалентности тепла и работы можно дать более подробную формулировку, а именно: *при переходе тепла в работу каждый килограмметр работы дает $\frac{1}{427}$ килокалории тепла и, следовательно, каждая «исчезнувшая» килокалория дает 427 килограмметров работы.* Простейшим же выражением этого принципа является соотношение

$$1 \text{ ккал} = 427 \text{ кгм,}$$

как видим, килокалория значительно более крупная единица энергии, чем килограмметр.

Килограмметр вообще очень мелкая единица для промышленности; поэтому в энергетическом хозяйстве единицей механической энергии служит сил оч а с — работа одной лошадиной силы в час (л. с. ч.). Лошадиная сила (л. с.) есть промышленная единица мощности, т. е. секундной работы, причем

$$1 \text{ л. с.} = 75 \text{ кгм/сек;}$$

следовательно,

$$1 \text{ л. с. ч.} = 75 \cdot 60 \cdot 60 = 270\,000 \text{ кгм,}$$

а в тепловых единицах

$$1 \text{ л. с. ч.} = \frac{270\,000}{427} = 632 \text{ ккал.}$$

Промышленной же единицей электрической энергии является киловатт-час ($квт \cdot ч$) — работа одного киловатта в час. Киловатт ($квт$) — промышленная единица электрической мощности, причем

$$1 \text{ квт} = 102 \text{ кгм/сек} = 1,36 \text{ л. с.},$$

следовательно,

$$1 \text{ квт} \cdot ч = 102 \cdot 60 \cdot 60 = 367\,200 \text{ кгм} = 1,36 \text{ л. с. ч.},$$

а в тепловых единицах

$$1 \text{ квт} \cdot ч = \frac{367\,200}{427} = 860 \text{ ккал.}$$

В связи с этим Лондонской международной конференцией по паровым таблицам в 1929 г. принято было определение килокалории как количества тепла, эквивалентного $\frac{1}{860} \text{ квт} \cdot ч$ («международная килокалория»). Это определение имеет известные преимущества перед данным ранее, так как им исключается зависимость килокалории от температуры, а также географической широты и высоты над уровнем моря, поскольку от них зависит ускорение силы тяжести, а следовательно, и масса 1 кг воды. Киловатт-час является единицей вполне определенной, измеряемой с большой точностью и повсеместно принятой не только в Европе, но и в Англии и в США; поэтому международная килокалория вполне заслуживает общего признания и применения.

Пример 2-1. При испытании паровой машины найдено, что каждый килограмм пара при выходе из машины содержит на 70 ккал меньше тепла, чем при входе, и что машина развивает 150 л. с. и расходует 1 400 кг пара в час. В предположении, что «исчезнувшие» на каждый килограмм пара 70 ккал целиком превратились в работу, определить величину механического эквивалента тепла на основании этого испытания.

Полное количество тепла, превращенного в работу за час,

$$Q = 70 \cdot 1\,400 = 98\,000 \text{ ккал},$$

а работа машины за то же время (1 л. с. = 75 кгм/сек)

$$L = 75 \cdot 150 \cdot 60 \cdot 60 = 40\,500\,000 \text{ кгм.}$$

следовательно, по равенству (2-1)

$$\frac{1}{\mathcal{A}} = \frac{L}{Q} = \frac{40\,500\,000}{98\,000} = 413 \text{ кгм/ккал.}$$

Естественно, что полученное значение ниже истинного (427 кгм/ккал), так как в действительности не 70 ккал на каждый

килограмм пара пошли на производство работы, а меньше ввиду неизбежных потерь на лучеиспускание и т. д.

Пример 2-2. 1 кг хорошего каменного угля дает при полном сгорании 7 800 ккал тепла. На какой пробег поезда хватит 1 т (1 000 кг) угля, если из всей теплоты, развиваемой углем в топке паровоза, 10% превращается в работу, сопротивление поезда движению составляет 5 кг на тонну веса поезда и поезд весит 2 000 т? Количество тепла, превращаемое в работу при сгорании 1 000 кг угля,

$$Q = 0,1 \cdot 7\,800 \cdot 1\,000 = 780\,000 \text{ ккал.}$$

Работа, эквивалентная этой теплоте, по равенству (2-1) будет:

$$L = \frac{Q}{A} = 427 \cdot 780\,000 = 333\,000\,000 \text{ кгм.}$$

Сопротивление поезда движению или, что то же, сила тяги паровоза

$$P = 5 \cdot 2\,000 = 10\,000 \text{ кг;}$$

следовательно, пройденный путь, т. е. пробег поезда,

$$a = \frac{L}{P} = \frac{333\,000\,000}{10\,000} = 33\,300 \text{ м} = 33,3 \text{ км.}$$

Пример 2-3. За 6 ч работы электрической станции израсходовано в котельной 20 т каменного угля, каждый килограмм которого дает при сгорании 7 000 ккал тепла. Определить среднюю электрическую мощность, развитую станцией, если в электрическую энергию переведено 20% теплоты, полученной при сгорании угля.

Количество тепла, превращенное в электрическую энергию за 6 ч работы,

$$Q = 0,2 \cdot 7\,000 \cdot 20 \cdot 1\,000 = 28\,000\,000 \text{ ккал;}$$

эквивалентная ему электрическая энергия или работа, поскольку 1 квт·ч = 860 ккал,

$$L = \frac{Q}{860} = \frac{28\,000\,000}{860} = 32\,560 \text{ квт·ч}$$

и, следовательно, средняя электрическая мощность, развитая станцией,

$$N_s = \frac{32\,560}{6} = 5\,420 \text{ квт.}$$

2-2. Первый закон термодинамики. Если телу весом G [кг], объемом V и с температурой t , находящемуся под некоторым внешним давлением на его поверхность, сообщается извне бесконечно малое количество тепла dQ , то в общем случае температура тела повышается на dt и тело расширяется, увеличивая свой объем на dV .

Повышение температуры означает увеличение кинетической энергии молекулярного и внутримолекулярного движений частиц тела, составляющей по современным воз-

зрениям сущность тепловой энергии, а именно возрастает скорость этих движений. Другими словами, получается приращение внутренней кинетической энергии тела, которое воспринимается нами как повышение температуры; обозначим его в единицах работы (кгм) через dK .

Увеличение объема тела обуславливает увеличение расстояния между молекулами, а так как в общем случае между молекулами действуют силы взаимного притяжения, то увеличение расстояния между ними связано с производством некоторой внутренней работы — так называемой работы дисгрегации (разъединения), идущей на увеличение потенциальной энергии частиц тела, другими словами внутренней потенциальной энергии тела, которое обозначим в единицах работы через dP .

В некоторых случаях увеличение расстояния между молекулами связано с изменением физического строения тела, переходящего из твердого состояния в жидкое (плавление) или из жидкого в пар (парообразование).

В результате увеличения объема тело, кроме того, совершает работу преодоления внешнего давления — внешнюю работу, которую обозначим через dL' .

В предположении отсутствия в теле каких-либо других изменений, как-то: химических и электрических, по закону сохранения энергии и по принципу эквивалентности тепла и работы при принятых обозначениях получим уравнение теплового баланса:

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

Первый член правой части есть, очевидно, сумма приращений внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергии тела или, короче, приращение внутренней (тепловой) энергии тела в тепловых единицах; вводя обозначение

$$A(dK + dP) = dU,$$

получаем:

$$\boxed{dQ = dU + A dL'}. \quad (2-3)$$

Уравнение (2-3) устанавливает так называемый первый закон термодинамики, состоящий, следовательно, в том, что при сделанных предположениях в общем случае *теплота dQ , сообщаемая телу, расходуется в двух*

направлениях, а именно: часть ее идет на приращение внутренней энергии тела dU , а остальная — $A dL'$ — на эквивалентную ей внешнюю работу dL' . При выводе уравнения (2-3) мы не приняли во внимание возможных при сообщении телу тепла химических и электрических изменений, а также изменения внешней кинетической энергии тела, т. е. энергии его видимого движения, но зато получили весьма простое и удобное для исследования уравнение, определяющее основные соотношения для процесса перехода тепла в работу. Это уравнение является основным в термодинамике и в дальнейшем мы постоянно будем им пользоваться.

Каждый из трех членов этого уравнения может быть, смотря по обстоятельствам, положительным или отрицательным, а в некоторых случаях равен нулю; если теплота сообщается телу, то $dQ > 0$, если же отнимается от него, то $dQ < 0$; если внутренняя энергия тела возрастает, то $dU > 0$, если она уменьшается, то $dU < 0$; если тело расширяется и, следовательно, совершает работу преодоления внешнего давления, то $dL' > 0$, при сжатии, на которое, очевидно, затрачивается работа извне, $dL' < 0$.

Если $dQ = 0$, т. е. теплота телу не сообщается и от него не отводится, другими словами, при отсутствии теплообмена тела с внешней средой или другими телами, то по уравнению (2-3)

$$A dL' = - dU,$$

т. е. и в этом случае возможно получение работы, совершаемой, однако, исключительно за счет уменьшения внутренней энергии тела. Изменение состояния тела или процесс при отсутствии теплообмена ($dQ = 0$) носит название адиабатического и играет видную роль в термодинамике и ее приложениях. При адиабатическом сжатии затрачиваемая на него извне работа ($dL' < 0$) целиком идет на увеличение внутренней энергии тела.

Если $dL' = 0$, то очевидно, что объем тела не изменяется, т. е. $V = \text{const}$; такой процесс носит название изохорического; для него уравнение (2-3) принимает вид:

$$dQ = dU,$$

т. е. сообщаемая телу теплота целиком идет на увеличение его внутренней энергии.

Если, наконец, $dU = 0$, т. е. внутренняя энергия тела не изменяется ($U = \text{const}$), то

$$dQ = A dL'.$$

т. е. сообщаемая телу теплота полностью переходит в эквивалентную ей внешнюю работу; такой процесс называют **изодинамическим**.

В общем же случае между теплотой dQ , сообщаемой телу, и совершаемой телом работой dL' эквивалентности нет, потому что в работу переходит не количество тепла dQ , а эквивалентная работе теплота

$$A dL' = dQ - dU;$$

$A dL' < dQ$, если $dU > 0$, т. е. если внутренняя энергия тела возрастает; $A dL' > dQ$, если $dU < 0$, т. е. если внутренняя энергия тела убывает; в последнем случае внешняя работа получается как за счет теплоты dQ , сообщаемой телу, так и за счет уменьшения внутренней энергии тела.

Первый закон термодинамики есть, очевидно, не что иное, как закон сохранения энергии в приложении к термодинамическим процессам.

Для 1 кг тела мы будем писать уравнение (2-3) как

$$\boxed{dq = du + A dl'}, \quad (2-4)$$

где

$$dq = \frac{dQ}{G}; \quad du = \frac{dU}{G}, \quad dl' = \frac{dL'}{G}$$

2-3. Внутренняя энергия тела. Под внутренней энергией тела понимается, как уже сказано, сумма кинетической и потенциальной энергии мельчайших частиц тела (атомов и молекул), обуславливаемых: первая — скоростью движения и массой частиц, вторая — взаимным их расположением и силами сцепления. Следовательно, каждое тело в данном состоянии обладает известной внутренней энергией, определяемой данным состоянием тела. Другими словами, внутренняя энергия u есть функция состояния тела, точнее величина, характеризующая состояние тела (в общем случае p, v, t), и, следовательно, du есть полный дифференциал этой функции. Поэтому при переходе тела из какого-либо состояния (1), определяемого величинами p_1, v_1, t_1 , в состояние (2), определяемое величинами p_2, v_2, t_2 , изменение внутренней энергии 1 кг тела получим как

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

где u_1 — величина внутренней энергии 1 кг тела в начальном состоянии и u_2 — в конечном, т. е. *изменение внутренней энергии тела вполне определяется начальным и конечным состояниями тела и не зависит от промежуточных состояний*, а следовательно, и от условий перехода тела от одного состояния в другое или, как говорят, от характера процесса.

Так как в каждом состоянии тело весом G обладает определенной внутренней энергией $U = Gu$, то внутренняя энергия 1 кг тела u является подобно p , v , t величиной, характерной для состояния тела, и наравне с ними может служить для его определения.

Как видно из уравнения (2-4), мы измеряем внутреннюю энергию в тепловых единицах (*ккал*); некоторые же авторы измеряют ее в единицах работы (*кгм*), так что у них уравнение (2-4) имеет вид

$$dq = A(du + dl'),$$

хотя на первый взгляд различие в обоих случаях значительное, на деле оно несущественно, так как теплота и работа эквивалентны друг другу и могут измеряться как та. так и другая в килокалориях или килограммометрах. Более распространено, однако, измерение внутренней энергии в килокалориях.

Иногда, исходя из приведенных соображений, идут еще дальше и придают уравнению (2-4) вид:

$$dq = du + dl',$$

опуская тепловой эквивалент $Au dl'$, что следует считать неудачным.

2-4. Работа расширения. Положим, что однородное тело весом G и объемом V (рис. 2-1), находящееся под равномерно распределенным внешним удельным давлением p , уравновешиваемым упругостью тела, т. е. равновеликим давлением тела на окружающую его среду, при сообщении извне бесконечно малого количества тепла dQ расширяется до объема $(V + dV)$, соответствующего пунктирному очертанию. В начальном состоянии тела на элементарную площадку df его поверхности действует давление $p df$ по

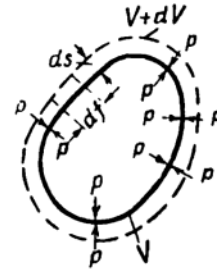


Рис. 2-1.

нормали к площадке как внутрь, так и наружу. При расширении тела на dV площадка переместится в направлении ее нормали на ds , а давление на нее тела $p df$, которое в продолжение бесконечно малого перемещения можно считать постоянным, совершит работу $p df ds$. Элементарная же работа всего тела — работа расширения

$$dL = \int p df ds = p \int df ds,$$

но $\int df ds$ есть, очевидно, не что иное, как приращение объема тела dV ; следовательно,

$$dL = p dV. \quad (2-5)$$

В рассматриваемом случае работа расширения dL есть одновременно внешняя работа dL' , поскольку давление тела p одинаково с внешним давлением. Вообще же внешняя работа не всегда равна работе расширения.

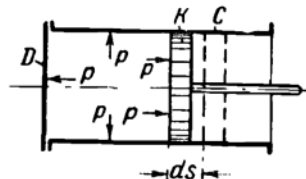


Рис. 2-2.

Уравнение (2-5), где p — удельное давление тела, всегда дает элементарную работу расширения, элементарную же внешнюю работу только в данном случае равновесного процесса.

Уравнение (2-5) для элементарной работы расширения получено нами в предположении всестороннего расширения

тела, но оно действительно во всех случаях изменения объема, в частности и для одностороннего расширения. Покажем это на простом практическом примере поршневого двигателя. В металлический цилиндр C с крышкой D (рис. 2-2) плотно вставлен подвижный поршень K , а с левой стороны поршня в цилиндре находится какой-либо газ (или пар) с удельным давлением p . При жестких стенках цилиндра и крышки бесконечно малое расширение газа на dV вызывает бесконечно малое же перемещение поршня вправо на ds в пунктирное положение, причем $dV = F ds$, где F — площадь поршня или, что то же, поперечного сечения цилиндра. Работа совершается, очевидно, в этом случае только полным давлением газа на поршень $P = pF$ и равна по правилам механики

$$dL = P ds = pF ds = p dV$$

Как видим, работа тела неразрывно связана с изменением объема и определяется им и удельным давлением при $V = \text{const}$, т. е. $dV = 0$ и $dL = 0$. Далее, поскольку абсолютное давление p — всегда величина положительная, dL и dV имеют одинаковые знаки: если $dV > 0$, то и $dL > 0$, т. е. при расширении работа тела положительна или, как говорят, тело совершает работу; если же $dV < 0$, то и $dL < 0$, т. е. при сжатии работа тела отрицательна: не тело совершает работу, а на его сжатие затрачивается работа извне.

Для 1 кг тела уравнение (2-5) получает вид:

$$dl = p dv. \quad (2-6)$$

Работа же 1 кг тела при конечном изменении удельного объема от значения v_1 до значения v_2 может быть получена интегрированием уравнения (2-6) в соответствующих пределах, т. е.

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

Рассматривая последнее выражение, замечаем, что поскольку в общем случае удельное давление p — величина переменная, интегрирование, а следовательно, и определение работы возможны только тогда, если дана функциональная зависимость между переменными p и v , другими словами, если известно, как изменяется давление вместе с объемом. Если такая функциональная зависимость дана, например $p = \varphi(v)$, то определение работы

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \varphi(v) dv$$

сводится к нахождению определенного интеграла функции $\varphi(v)$ по dv в пределах переменного v от v_1 до v_2 — задаче, вполне определенной и дающей только одно решение.

Если дана функциональная зависимость между p и v во время процесса, то она, как известно из аналитической геометрии, может быть наглядно представлена графически в прямоугольной двухосной координатной системе; откладывая как абсциссы различные значения удельного объема v в пределах от v_1 до v_2 и как ординаты соответствующие значения удельного давления p , определяемые по уравнению $p = \varphi(v)$, мы получим ряд точек, совокупность которых дает в общем случае некоторую кривую ab

(рис. 2-3) с уравнением $p = \varphi(v)$, называемую поэтому часто кривой давлений. Каждая ее точка определяет своими координатами одновременные значения удельного давления p и удельного объема v , вся же кривая дает изменение давления в зависимости от объема за время

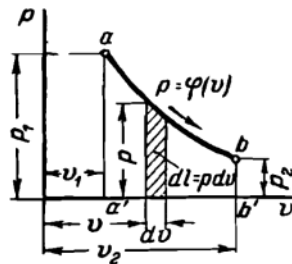


Рис. 2-3.

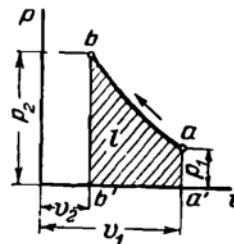


Рис. 2-4.

процесса; поэтому кривая ab является графическим изображением определенного изменения состояния тела в системе pv , короче — кривой процесса.

При бесконечно малом dv площадь заштрихованной вертикальной полоски равна $p dv = dl$; следовательно, работа процесса ab

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

изображается в некотором масштабе, определенном масштабами координат, площадью $abb'a'$, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами или, короче, площадью под кривой давлений. На рис. 2-3 точка a соответствует началу процесса (p_1, v_1), точка b — концу (p_2, v_2), стрелка при кривой указывает направление процесса; как видим, это процесс расширения ($v_2 > v_1$), следовательно, работа l положительна. В случае же рис. 2-4 мы имеем процесс сжатия ($v_2 < v_1$), так что работа l отрицательна.

Таким образом, имея графическое изображение процесса в системе pv , мы получаем ясное представление, как изменяются давление p и объем v — расширяется тело или сжимается, — и можем определить работу l в виде площади под кривой процесса, вследствие чего изображение процесса в системе pv часто называют рабочей диаграммой.

В условиях рис. 2-1, т. е. при равенстве давления тела и внешнего давления $dl = dl'$, уравнение (2-4) для 1 кг тела может быть написано как

$$dq = du + A dl,$$

а для любого конечного изменения состояния тела оно получает вид:

$$q = u_2 - u_1 + Al. \quad (2-7)$$

Изменение внутренней энергии как функции состояния тела определяется разностью $(u_2 - u_1)$ ее значений в конце и начале процесса, совершенно не завися от характера процесса. Величина же работы l только лишь начальным и конечным состояниями тела не определяется, а зависит также от характера процесса, что особенно наглядно видно из рабочей диаграммы (рис. 2-5). Действительно, для определения из нее работы совершенно недостаточно иметь точки a и b , дающие своими координатами давление p и объем v в начале и конце процесса, а необходима вся кривая процесса ab ; различным же кривым давлений I , II , III с общими точками a и b соответствуют разные площади работы. Другими словами, работа — не функция состояния тела, а функция процесса. Поскольку работа l — не функция состояния тела, то dl — не полный дифференциал, каким является du ; поэтому для конечного процесса мы пишем l , а не $(l_2 - l_1)$, что не имело бы никакого смысла.

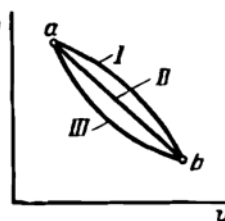


Рис. 2-5.

Раз величина работы l зависит от характера процесса, то и количество тепла q , сообщаемое телу, как алгебраическая сумма изменения внутренней энергии и работы тоже зависит от характера процесса, т. е. не только от начального и конечного состояний тела, но и от условий перехода тела из одного состояния в другое. Другими словами, теплота q подобно работе l — не функция состояния тела, а функция процесса и dq — не полный дифференциал; поэтому для конечного процесса мы пишем q , а не $(q_2 - q_1)$, что опять-таки не имело бы смысла. Говоря вообще, следовало бы отметить

то, что dq и dl не полные дифференциалы, поэтому им нужно дать другие обозначения, например δq и δl ; но после сделанных разъяснений можно обойтись без этого.

Во всех трех процессах (рис. 2-5) изменение внутренней энергии одинаково и равно $(u_b - u_a)$; что касается работы, то очевидно, $l_I > l_{II} > l_{III}$, а следовательно, и $q_I > q_{II} > q_{III}$.

Так как теплота переходит в работу в результате расширения рабочего тела, то понятно, что в качестве такового наиболее целесообразны практически тела, допускающие значительное увеличение своего объема. Этим качеством обладают газы и пары разных жидкостей; сами же жидкости и твердые тела изменяют объем лишь незначительно. Поэтому как рабочее тело тепловых двигателей применяются газы, а именно газообразные продукты сгорания того или другого топлива (двигатели внутреннего сгорания) и пары воды, иногда—ртути (паровые машины и турбины).

2-5. Процессы обратимые и необратимые. Уравнение состояния идеальных газов $pV = RT$ связывает между собой три основные величины: удельное давление, удельный объем и температуру, характерные для состояния газа в предположении его однородности, состоящей в том, что эти величины, будучи в общем случае переменными по времени, в каждый момент по всему объему, занимаемому газом, одинаковы. Такое состояние тела называется равновесным, потому что без внешнего воздействия тело из него не выходит; если же давление и температура в разных местах тела неодинаковы и тело будет представлено самому себе, т. е. изолировано от всякого внешнего влияния, то по истечении некоторого времени произойдет выравнивание как температуры, так и давления. Одинаковость давления обуславливает механическое равновесие, а одинаковость температуры — термическое равновесие, так что можно сказать, что уравнение состояния газа справедливо для равновесных состояний, т. е. для газа в условиях механического и термического равновесия.

Равновесное состояние газа при отсутствии жесткой оболочки и теплонепроницаемой изоляции, очевидно, возможно только при равенстве давлений и температур внутри и снаружи газа; понижение внешнего давления неизбежно поведет к расширению газа и понижению его давления, пока давления не сравняются, и газ придет в новое равновесное состояние, пройдя перед тем через ряд нерав-

50

новесных состояний, на что потребуется некоторое время, потому что изменение давления на внешней поверхности газа передается на всю его массу лишь постепенно с некоторой конечной скоростью.

Аналогично повышение температуры окружающей среды вызовет повышение температуры газа, которое постепенно будет распространяться от периферии внутрь газа, и пройдет время, пока температура газа выравняется во всей массе газа с наружной и газ придет в новое равновесное состояние. Таким образом, переход газа из одного равновесного состояния в другое возможен, очевидно, только при временном нарушении равновесия, причем газ проходит через ряд неравновесных состояний.

Между тем, поскольку характеристическое уравнение действительно только для равновесных состояний газа, то, применяя его к процессу на всем его протяжении, мы тем самым устанавливаем, что процесс состоит из непрерывного ряда равновесных состояний. Противоречие устраняется, если обусловить, что изменение давления и температуры внешней среды, а следовательно, и газа происходит бесконечно медленно, так что в каждый момент разности температур и давлений газа и внешней среды и тем более разности их в массе газа бесконечно малы; при этом условии можно считать, что процесс есть непрерывный ряд равновесных состояний, и применять к нему на всем его протяжении характеристическое уравнение. Графическое изображение в координатной системе pV состояния в виде точки и процесса, в общем случае—в виде сплошной кривой, как мы это делали в предыдущем параграфе, возможно, очевидно, только при условии механического и термического равновесия, когда обеспечено равенство температуры и давления, а следовательно, и удельного объема во всей массе газа. Следовательно, только равновесные процессы могут быть точно представлены графически; графическое изображение неравновесных процессов, если к нему прибегают, по необходимости имеет условный характер.

Механическое и термическое равновесия являются необходимыми условиями так называемой обратимости процесса, которая состоит в том, что процесс может протекать в противоположных направлениях, причем как само работающее тело, так и внешняя среда, участвующая в процессе, проходят в обоих направлениях через те же состояния, только в обратной последовательности. В этом случае, если имеем, например, обратимый процесс адиаба-

тического (без теплообмена с внешней средой) расширения газа ab (рис. 2-6), то ординаты кривой ab дают величину не только давления газа, но и одновременного внешнего давления. Если по приходе газа в состояние точки b повысить внешнее давление по кривой ba , то газ совершит обратный процесс ba и адиабатическим сжатием будет возвращен в первоначальное состояние точки a , причем работа l , затраченная извне на сжатие, равна произведенной перед тем работе расширения. В результате таких обратимых прямого и обратного процессов и газ и внешняя среда не претерпевают никаких изменений, приходя в начальное состояние.

При отсутствии механического или термического равновесия процесс необратим, т. е. он или вообще не-

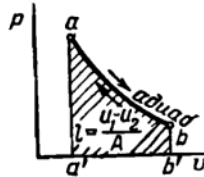


Рис. 2-6.

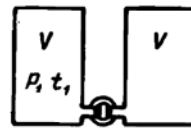


Рис. 2-7.

осуществим в обратном направлении, или же обратный процесс происходит при других параметрах и во всяком случае обратным процессом не восстанавливается первоначальное состояние и рабочего тела и внешней среды.

При заметном неравенстве давления газа и внешнего давления газ стремительно расширяется или сжимается, в результате чего в нем возникают вихревые движения, которые с течением времени успокаиваются, а их энергия переходит в теплоту, воспринимаемую газом наряду с внешним теплом. Что такой процесс необратим, может быть отчетливо выяснено на следующем примере. Положим, что имеем два сосуда одинакового объема V , соединенных трубкой с краном (рис. 2-7); в левом находится газ с давлением p_1 и температурой t_1 , а в правом имеется практически полное разрежение и, следовательно, давление равно нулю. При открытии крана газ, стремительно расширяясь, с большой скоростью будет перетекать из левого сосуда в правый, пока в обоих сосудах не установится одинаковое давление. Сильные вихревые движения газа, получающиеся в результате перетекания, с течением вре-

мени исчезнут, и газ в обоих сосудах придет в новое равновесное состояние.

Разбираемый процесс, очевидно, практически необратим, потому что возвращение газа из конечного состояния в первоначальное, связанное с переходом газа из правого сосуда в левый, невозможно без затраты извне работы на сжатие, так как при прямом процессе внешней работы не производится.

Как видим, необратимость данного процесса связана с потерей внешней работы: газ расширился до двойного объема, а внешней работы не произвел.

При отсутствии термического равновесия процесс тоже необратим. Действительно, если при прямом процессе тело отдает теплоту внешней среде, температура которой заметно ниже температуры тела, то обратный процесс, связанный с получением телом тепла извне, окажется возможным только в том случае, если температура среды будет поднята по крайней мере до температуры тела.

Третьим условием обратимости процесса является отсутствие трения; при наличии трения процесс необратим, потому что если при расширении затрачивается работа на трение, превращающаяся в теплоту, то и при обратном процессе сжатия мы имеем такую же работу трения и переход ее в теплоту, т. е. совершенно однозначное явление. Понятно, что наличие трения связано с потерей внешней работы, вообще характерной для необратимых процессов.

Обратимый процесс есть процесс идеальный; сообщение и отвод тепла в действительных условиях всегда совершаются при конечной разности температур тел, участвующих в теплообмене, иногда довольно значительной; механическое равновесие почти никогда не соблюдается, и мы имеем завихрения в рабочем теле; наконец, всякое изменение объема неизбежно связано с трением. Поэтому все действительные процессы в земных условиях необратимы.

Уравнение (2-4) первого закона термодинамики

$$dq = du + A dl'$$

применимо как к обратимым, так и к необратимым процессам; при пользовании им необходимо помнить, что dl' есть элементарная внешняя работа—работа преодоления внешнего давления, совершаемая за счет работы расширения dl .

В общем случае изменение состояния тела связано с изменением его внутренней энергии и производством работы расширения. В обратимом процессе работа расширения dl расходуется на работу преодоления внешнего давления dl' , т. е.

$$dl = dl'.$$

В общем же случае необратимого процесса, т. е. при наличии трения и отсутствии механического равновесия, обуславливающего вихревые движения в теле, работа расширения тела dl расходуется, кроме того, на кинетическую энергию завихрений и работу трения; обозначая сумму последних dl_* , можно написать:

$$dl = dl' + dl_*$$

Работа трения и кинетическая энергия завихрений после их затухания переходят в эквивалентное количество тепла $dq_r = A dl_*$, а это последнее расходуется обычно на увеличение внутренней энергии тела. Таким образом, в результате необратимости процесса при том же количестве тепла dq , сообщаемом телу, внешняя работа уменьшается на dq_r и на ту же величину увеличивается внутренняя энергия тела.

Так как полезная работа равна внешней работе или, точнее говоря, пропорциональна ей и так как увеличение внутренней энергии тела за счет необратимости процесса не дает возможности получить в дальнейшем эквивалентную внешнюю работу, то всякая необратимость приводит к уменьшению полезной работы и понижает эффективность процесса преобразования тепла в работу.

Для обратимых процессов $dq_r = 0$, так что по уравнению (2-9) для них

$$\boxed{dq = du + A dl = du + Ap dv.} \quad (2-8)$$

Как уже сказано, все действительные процессы необратимы; тем не менее в наших дальнейших исследованиях мы обычно будем рассматривать обратимые процессы, т. е. процессы теоретические, поскольку они значительно проще необратимых; кроме того, в ряде случаев отклонения действительных процессов от обратимых настолько малы, что при практических расчетах с ними можно не считаться. В тех же случаях, где необратимость процесса заметно изменяет его характер, она, конечно, будет приниматься во внимание.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ
ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗА

3-1. Внутренняя энергия идеального газа. Так как в идеальном газе отсутствуют силы взаимного притяжения между молекулами, то, естественно, что он не обладает внутренней потенциальной энергией, а исключительно кинетической, и работа дисгрегации идеального газа равна нулю. Кинетическая энергия поступательного движения молекулы с массой m и скоростью w равна по уравнениям (1-13) и (1-32)

$$\frac{mw^2}{2} = aT = \frac{3}{2} kT$$

где k — постоянная Больцмана. Поступательное движение молекулы можно разложить по направлениям трех координатных осей, в соответствии с чем, как говорят, молекула имеет три степени свободы поступательного движения. Основной предпосылкой классической кинетической теории является равномерное распределение внутренней энергии по степеням свободы, поскольку при хаотическом движении молекул такое распределение наиболее вероятно. В таком случае каждой степени свободы соответствует внутренняя энергия одной молекулы $\frac{1}{2} kT$, а 1 моля газа, содержащего N_μ молекул, $\frac{1}{2} N_\mu kT$. При i степенях свободы внутренняя энергия моля в тепловых единицах

$$U_\mu = \mu u = \frac{1}{2} A i N_\mu kT \quad (3-1)$$

Но по уравнениям (1-32) и (1-31)

$$N_\mu k = R_\mu = 848.$$

Подставляя это значение $N_\mu k$, а также $A = \frac{1}{427}$ в уравнение (3-1), получаем:

$$U_\mu = \mu u = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{427} \cdot 848 i T = 0,9925 i T \quad (3-2)$$

Под числом степеней свободы молекулы i понимают число движений, на которое может быть разложено движение молекулы, или число координат, определяющих положение молекулы в пространстве.

Молекула одноатомного газа, рассматриваемая как материальная точка, имеет только поступательное движение, которое может быть разложено на три составляющие по направлениям координатных осей. Положение такой молекулы определяется тремя координатами, т. е. для одноатомного газа число степеней свободы $i=3$.

Молекула двухатомного газа, рассматриваемая как две жестко связанные между собой материальные точки, кроме поступательного движения, может совершать и вращательное вокруг любой оси, проходящей через центр тяжести молекулы и нормальной к линии, соединяющей атомы. Это вращательное движение может быть разложено на два вокруг двух перпендикулярных осей, лежащих в плоскости, нормальной к линии, соединяющей атомы и проходящей через ось вращения молекулы. Положение такой молекулы определяется пятью координатами, а именно: тремя координатами одного атома (x_1, y_1, z_1) и двумя координатами второго (например, x_2, y_2), потому что третья координата второго атома не может быть выбрана свободно, а определяется однозначно из известного соотношения геометрии в пространстве:

$$r = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$$

где r —неизменное расстояние между атомами. Таким образом, двухатомная молекула имеет три степени свободы поступательного и две степени свободы вращательного движения, а всего для нее $i=5$.

Для трехатомной молекулы к составляющим движениям двух атомов прибавляется вращательное движение третьего атома вокруг оси, проходящей через первый и второй атомы. Положение третьего атома устанавливается одной его координатой, так как две другие определяются координатами первого и второго атомов и неизменными расстояниями третьего атома от первого и второго (r_1 и r_2). Следовательно, трехатомная молекула имеет три степени свободы поступательного и три степени свободы вращательного движения, а всего для нее $i=6$.

Что касается многоатомных молекул (с числом атомов более трех), то для них, очевидно, общее число степеней свободы то же, что и для трехатомной, потому что положение любого тела в пространстве определяется положением трех его точек, не лежащих на одной прямой, жестко связанных между собой; движение же его может быть разложено на три поступательных и три вращательных.

Изложенные воззрения на строение молекулы как жесткое соединение атомов принадлежат так называемой «классической» кинетической теории газов; на них основано уравнение (3-2). Согласно этому уравнению внутренняя энергия идеального газа прямо пропорциональна числу степеней свободы молекулы и для данного газа есть функция только температуры, будучи прямо пропорциональна абсолютной температуре T . Таким образом, изменения давления и объема идеального газа, не сопровождающиеся изменением температуры, не изменяют его внутренней энергии; при всяком же изменении температуры изменение внутренней энергии вполне определяется для данного газа начальным и конечным значениями температуры независимо от характера процесса.

Согласно уравнению (3-2) при $T=0$ и $u=0$, т. е. при абсолютном нуле, тепловое молекулярное движение в идеальном газе прекращается; таким образом, это уравнение дает величину внутренней энергии газа данной температуры относительно 0°K . Обычно, однако, ее определяют по отношению 0°C , принимая, следовательно, условно внутреннюю энергию газа при 0°C равной нулю, что вполне допустимо, поскольку при исследовании процессов и практических расчетах представляют интерес изменения внутренней энергии, а не ее абсолютные значения.

Реальные газы, как увидим в дальнейшем, естественно, дают ряд отклонений от уравнения (3-2), как полученного для идеальных газов на основании гипотетических предпосылок кинетической теории, без учета внутримолекулярного колебательного движения атомов и сил взаимного притяжения между молекулами¹.

3-2. Весовая, мольная и объемная теплоемкости газов.
Весовая теплоемкость. Если для повышения температуры 1 кг тела на dt требуется затратить dq единиц тепла, то отношение

$$c = \frac{dq}{dt} \quad (3-3)$$

есть так называемая удельная теплота тела, т. е. количество тепла, потребное для повышения температуры 1 кг тела на 1°C ; ее измерение ккал/кг·град. Количество

¹ В последнее время внутреннюю энергию газов в идеальном состоянии обычно определяют с учетом колебательного движения атомов. При этом внутренняя энергия и теплоемкость являются функциями одной лишь температуры. (Прим ред.)

же тепла, необходимос для поднятия температуры тела весом $G[\text{кг}]$ на 1°C , называют теплоемкостью данного тела; очевидно, что удельная теплота есть теплоемкость тела весом 1 кг , в связи с чем ее принято также называть *весовой теплоемкостью*.

Но мы уже знаем, что количество тепла, сообщаемое телу, зависит не только от изменения температуры, но и от условий, при которых сообщается теплота, т. е. от характера процесса нагревания. Следовательно, и значение теплоемкости зависит от характера процесса повышения температуры на 1°C ; поэтому, говоря о теплоемкости, необходимо определять условия, к которым она относится.

Пользуясь основным уравнением (2-10) для обратимых процессов, можно написать:

$$c = \frac{dq}{dt} = \frac{du + A dl}{dt} = \frac{du}{dt} + \frac{A dl}{dt}$$

Второй член правой части есть работа расширения в тепловых единицах при изменении температуры тела на 1°C ; назвав ее по аналогии с удельной теплотой удельной работой и введя обозначение

$$h = \frac{A dl}{dt} = \frac{A p dv}{dt} \quad (3-4)$$

получаем:

$$c = \frac{du}{dt} + h. \quad (3-5)$$

Величина удельной работы h зависит от характера процесса, и в связи с этим значения *весовой теплоемкости* c могут быть весьма разнообразны.

В случае газов особо важное значение имеют два специальных случая нагрева, а именно: 1) процесс при постоянном объеме и 2) процесс при постоянном давлении, и соответственно с этим два значения *весовой теплоемкости*: при постоянном объеме c_v и при постоянном давлении c_p .

В первом случае $v = \text{const}$; $dv = 0$; $dl = p dv = 0$, а следовательно, и $h = 0$, так что уравнение (3-5) получает вид:

$$c_v = \frac{du}{dt},$$

откуда

$$du = c_v dt$$

Но для идеальных газов, как мы установили в § 3-2, изменение внутренней энергии вполне определяется начальным и конечным значениями температуры; следовательно, для всякого изменения температуры с t на dt независимо от характера процесса изменение внутренней энергии одинаково и равно:

$$\boxed{du = c_v dt,} \quad (3-6)$$

так что это есть общее выражение элементарного изменения внутренней энергии идеального газа, хотя оно и получено нами для частного случая нагрева при $v = \text{const}$.

Подставляя это значение du в основное уравнение (2-10), имеем в общем случае для обратимого процесса идеального газа:

$$\boxed{dq = c_v dt + Ap dv,} \quad (3-7)$$

а после той же подстановки в уравнение (3-5) получаем:

$$\boxed{c = c_v + h,} \quad (3-8)$$

т. е. весовая теплоемкость идеального газа в общем случае есть сумма весовой теплоемкости при постоянном объеме и удельной работы. Нетрудно видеть, что уравнение (3-8) по своему смыслу есть не что иное, как уравнение первого закона термодинамики, составленное для обратимых процессов, в которых температура изменяется на 1°C ; оно получается из уравнения (3-7) делением последнего на dt .

Для всех процессов первое слагаемое уравнения (3-5) одинаково, второе же различно; соответственно с этим различны и значения весовой теплоемкости c .

Если, в частности, газ изменяет свое состояние при постоянном давлении, то, дифференцируя уравнение состояния $pv = RT$ при $p = \text{const}$, имеем:

$$p dv = R dT = R dt$$

[безразлично, пишем ли мы dt или dT , потому что $dT = d(273 + t) = dt$], так что удельная работа в этом случае по уравнению (3-4)

$$h = \frac{Ap dv}{dt} = \frac{AR dt}{dt} = AR.$$

и уравнение (3-8) получает вид.

$$c_p = c_v + AR. \quad (3-9)$$

откуда следует, что

$$\boxed{c_p - c_v = AR.} \quad (3-10)$$

Так как $AR > 0$, то $c_p > c_v$, что и понятно: на повышение температуры 1 кг газа на 1°C при постоянном объеме необходимо затратить c_v единиц тепла, которые идут полностью на увеличение внутренней энергии газа; на повышение же его температуры на 1°C при постоянном давлении требуется c_p единиц тепла, из которых c_v [ккал] по-прежнему идут на увеличение внутренней энергии газа, т. е. собственно на повышение температуры, а остальные $h = c_p - c_v = AR$ — на производство работы расширения, связанное в данном случае с повышением температуры, как это следует из уравнения состояния. Как видим, *газовая постоянная R есть удельная работа газа при постоянном давлении*, т. е. работа расширения 1 кг газа в килограммометрах при нагревании его на 1°C при постоянном давлении; соответственно с этим ее размерность $\text{кгм/кг}\cdot\text{град}$, как это уже было установлено нами раньше (§-1-5).

Таким образом, разность весовых теплоемкостей c_p и c_v для данного газа, следующего уравнению $pv = RT$, есть величина постоянная и, следовательно, для определения значений c_p и c_v для разных газов достаточно находить опытным путем величины одной из них. Непосредственное опытное определение весовой теплоемкости c_v затруднительно, так как вес газа мал по сравнению с весом резервуара и, следовательно, теплоемкость газа незначительна по сравнению с теплоемкостью сосуда, так что трудно иметь вполне точные результаты. Поэтому большинство опытных исследований состоит в непосредственном определении величины c_p .

В табл. 3-1 приведены значения c_p и c_v , полученные из опытов, производившихся при $15-20^\circ\text{C}$, для главнейших технических газов, а также значения газовой постоянной R , молекулярного веса μ и удельного веса γ_0 в нормальных физических условиях (0°C и 760 мм рт. ст.).

ТАБЛИЦА 3-1

Газ	Химическая формула	Атомность	Молекулярный вес μ	Удельный вес при 0° С и 760 мм рт. ст. γ_0	Газовая постоянная R	Весовая теплоемкость	
						c_p	c_v
Кислород	O ₂	2	32	1,429	26,5	0,218	0,156
Водород	H ₂	2	2,016	0,09	420,6	3,405	2,42
Азот . . .	N ₂	2	28,02	1,251	30,26	0,249	0,178
Окись углерода .	CO	2	28	1,250	30,29	0,250	0,179
Воздух .	—	(2)	(29)	1,293	29,27	0,240	0,172
Углекислота .	CO ₂	3	44	1,963	19,28	0,202	0,157
Ацетилен .	C ₂ H ₂	4	26,016	1,16	32,6	0,370	0,294
Метан .	CH ₄	5	16,032	0,715	52,9	0,518	0,394
Этилен .	C ₂ H ₄	6	28,032	1,25	30,25	0,361	0,290

Мольная теплоемкость газа. Если c — весовая теплоемкость и μ — молекулярный вес газа, то произведение μc есть, очевидно, теплоемкость 1 моля газа, которую называют мольной (часто ее неправильно называют „молекулярной“ или „молярной“) теплоемкостью; ее размерность *ккал/моль·град*.

Соответственно весовым теплоемкостям c_p и c_v различают мольную теплоемкость газа при постоянном давлении μc_p и при постоянном объеме μc_v .

Разность мольных теплоемкостей идеального газа

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu (c_p - c_v) = \mu AR, \quad (3-11)$$

а так как по уравнению (1-31) для всех идеальных газов $\mu R = 848$, то

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu AR = \frac{848}{427} = 1,985 \approx 2 \quad (3-12)$$

и, следовательно,

$$c_p - c_v = \frac{1,985}{\mu} \approx \frac{2}{\mu} \quad (3-13)$$

Таким образом, разность мольных теплоемкостей μc_p и μc_v есть величина постоянная и одинаковая для всех идеальных газов.

Продифференцировав уравнение (3-2)

$$\mu \pi = 0,9925 iT.$$

выведенное нами на основании предпосылок кинетической теории, имеем:

$$\mu du = 0,9925 i dt;$$

подставляя же сюда [по уравнению (3-6)] $du = c_v dt$, получаем:

$$\mu c_v dt = 0,9925 i dt,$$

откуда следует:

$$\mu c_v = 0,9925 i \approx i, \quad (3-14)$$

т. е. для идеальных газов с одинаковым числом степеней свободы мольная теплоемкость μc_v , а следовательно, и $\mu c_p \approx \mu c_v + 1,985$ одинаковы и являются величинами постоянными, причем с достаточным приближением μc_v в килокалориях равна числу степеней свободы i , а $\mu c_p \approx i + 2$.

В частности, для одноатомных газов ($i=3$) по уравнениям (3-14) и (3-12)

$$\mu c_v = 0,9925 \cdot 3 = 2,9775 \approx 3$$

$$\mu c_p = 2,9775 + 1,985 = 4,9625 \approx 5,$$

что довольно хорошо согласуется с экспериментальными значениями; так, из опытов получено для гелия $\mu c_p = 4,989$ и для аргона $\mu c_p = 4,917$.

Для двухатомных газов ($i=5$)

$$\mu c_v = 0,9925 \cdot 5 = 4,9625 \approx 5$$

и

$$\mu c_p = 4,9625 + 1,985 = 6,9475 \approx 7;$$

из непосредственных же опытных определений получено при температурах 15—20°С:

для O_2 , H_2 , N_2 , CO воздуха

$$\mu c_p = 6,98 \quad 6,85 \quad 6,99 \quad 6,99 \quad 6,96 \text{ ккал/моль} \cdot \text{град.}$$

Как видим, и для двухатомных газов при этих температурах соответствие опыта с теорией довольно близкое.

Для трех- и многоатомных газов ($i=6$)

$$\mu c_v = 0,9925 \cdot 6 = 5,955 \approx 6$$

и

$$\mu c_p = 5,955 + 1,985 = 7,94 \approx 8;$$

опытным же путем получены для трехатомных газов, к которым относятся сильно перегретые пары углекислоты и воды, а также для ацетилена (C_2H_2 — четыре атома), метана (CH_4 — пять атомов) и этилена (C_2H_4 — шесть атомов) следующие значения μc_p :

$$\begin{array}{l} \text{для } CO_2, H_2O, C_2H_2, CH_4, C_2H_4 \\ \mu c_p = 8,89, 8,19, 9,62, 8,3, 10,1 \text{ ккал/моль}\cdot\text{град}; \end{array}$$

для этих газов, как видим, расхождения с теоретическими значениями существенны, особенно для ацетилена и этилена, что заставляет полагать, что предпосылки классической кинетической теории не вполне правильны в отношении многоатомных газов. Естественно, что при практических расчетах следует пользоваться опытными цифрами.

Объемная теплоемкость газа. Если c — весовая теплоемкость и γ — удельный вес газа, то

$$C = \gamma c$$

есть, очевидно, теплоемкость 1 m^3 газа, которую называют объемной теплоемкостью; ее размерность $ккал/m^3\cdot\text{град}$. Легко видеть, что объемная теплоемкость получается также делением мольной теплоемкости μc на объем моля μv ; действительно,

$$\frac{\mu c}{\mu v} = \frac{c}{v} = \gamma c = C.$$

Но удельный вес газа и объем моля — величины переменные, зависящие от температуры и давления; поэтому при определении объемной теплоемкости необходимо указывать, при каких температуре и давлении взят 1 m^3 газа; обыкновенно его берут при $0^\circ C$ и 760 мм рт. ст. (нормальные физические условия). В этих условиях объем моля $\mu v = 22,4 m^3$; следовательно,

$$C = \frac{\mu c}{22,4} \frac{\text{ккал}}{\text{нм}^3\cdot\text{град}},$$

где нм^3 — так называемый нормальный кубический метр, т. е. при $0^\circ C$ и 760 мм рт. ст. Здесь надо отчет-

ливо понимать, что не теплоемкость C , а кубический метр газа относится к 0°C и 760 мм рт. ст.^* .

Соответственно весовым теплоемкостям c_p и c_v различают объемную теплоемкость газа при постоянном давлении C_p и при постоянном объеме C_v . Разность их

$$C_p - C_v = \gamma c_p - \gamma c_v = \gamma(c_p - c_v) = \gamma AR \quad (3-15)$$

зависит, как видим, от γ , т. е. от условий, при которых берется 1 м^3 газа, потому что γ зависит от давления и температуры, а именно:

$$C_p - C_v = \frac{\mu c_p - \mu c_v}{22,4} = \frac{1,985}{22,4} = 0,0886 \quad (3-16)$$

(при 0°C и 760 мм рт. ст.).

Для газов с одинаковыми молярными теплоемкостями, очевидно, и объемные теплоемкости одинаковы.

При технических расчетах пользуются как весовыми, так и молярными и объемными теплоемкостями в зависимости от обстоятельств.

3-3. Зависимость теплоемкости газа от температуры. Истинная и средняя теплоемкости. Согласно классической кинетической теории весовые теплоемкости c_p и c_v данного идеального газа — величины постоянные. Опытами же установлено, что для двух- и многоатомных газов они зависят от температуры и давления, причем, однако, последняя зависимость для более совершенных газов настолько слаба, что ею обыкновенно пренебрегают.

Как общее явление весовые теплоемкости c_p и c_v возрастают с повышением температуры.

До недавнего времени на основании имевшихся опытных данных полагали, что зависимость c_p и c_v от температуры для более совершенных газов, в частности для двухатомных, может быть представлена линейными соотношениями:

$$c_p = a_p + bt \text{ и } c_v = a_v + bt, \quad (3-17)$$

где a_p , a_v и b — постоянные для данного газа; в этих выражениях коэффициент при t , естественно, один и тот же

* Так как в кубическом метре данного газа при нормальных условиях ($t=0^\circ\text{C}$, $p=760 \text{ мм рт. ст.}$) заключено вполне определенное весовое количество этого газа, то так называемая объемная теплоемкость фактически также отнесена к вполне определенному весовому количеству газа. (Прим. ред.)

(b) потому что для газа, следующего уравнению $pv = RT$, разность $c_p - c_v = AR$ для данного газа — величина постоянная; следовательно, и $a_p - a_v = AR$.

Аналогичными линейными соотношениями должны выражаться в таком случае и молярные теплоемкости μc_p и μc_v и объемные C_p и C_v , поскольку те и другие являются кратными весовых теплоемкостей c_p и c_v .

Однако согласно новейшим опытным исследованиям зависимость теплоемкости от температуры сложнее и для каждого газа имеет свой характер; тем не менее с достаточным для практических расчетов приближением можно ее полагать для ряда газов линейной в ограниченных областях температуры. Так, например, для двухатомных газов при температуре не выше 1000°C довольно точно

$$\left. \begin{aligned} \mu c_p &= 6,69 + 0,000532 t; \\ \mu c_v &= 4,995 + 0,000532 t. \end{aligned} \right\} \quad (3-18)$$

Значения теплоемкостей O_2 , N_2 , CO и воздуха, получаемые по уравнению (3-18), довольно хорошо согласуются в указанных пределах температуры с опытными, для водорода же они несколько высоки. Что же касается газобразных углекислоты и перегретого водяного пара и вообще многомолекулярных газов, то зависимость их теплоемкостей от температуры не может быть удовлетворительно представлена линейным уравнением. Поэтому самое целесообразное при расчетах пользоваться данными подробных таблиц, составленных на основании опытного материала (см. приложения).

Изменяемость теплоемкости с температурой сказывается на результатах расчетов тем сильнее, чем больше изменения температуры: если же изменения температуры невелики, то часто вполне допустимо полагать теплоемкость в пределах процесса величиной постоянной, что, конечно, упрощает выводы и расчеты, как это будет видно впоследствии.

Классическая кинетическая теория, предполагающая равномерное распределение внутренней энергии по степеням свободы и жесткое соединение атомов в молекуле, не в состоянии объяснить как зависимость теплоемкостей от температуры, так и различия в молярных теплоемкостях газов с одинаковым числом степеней свободы. Объяснение становится возможным, если отказаться от представления о молекуле как жестком соединении атомов и предполо-

жить, как это делает современная молекулярная физика. что, кроме поступательного и вращательного движений молекул, имеется еще колебательное движение атомов в самой молекуле, обуславливающее кинетическую и потенциальную энергию атомов — так называемую «внутримолекулярную» энергию, классической теорией не учитываемую.

Исчерпывающее истолкование свойств реальных газов в части их теплоемкости дает так называемая квантовая теория теплоемкости, разработанная в новейшее время на основании теории квантов, излагаемой в курсах физики, учитывающая колебательное движение атомов.

Наличие внутримолекулярных колебаний атомов увеличивает число степеней свободы на число осей, соединяющих центры атомов, т. е. для двухатомных газов с 5 до 6, в трехатомных — с 6 до 9, в четырехатомных — с 6 до 12, а следовательно, увеличивает и внутреннюю энергию газа, притом тем сильнее, чем сложнее молекула. Наличием этих колебаний обуславливается зависимость теплоемкости от температуры, опять-таки более сильная, чем сложнее молекула.

Истинная и средняя теплоемкости. Из основного определения весовой теплоемкости [уравнение (3-3)]

$$c = \frac{dq}{dt}$$

имеем:


$$dq = c dt \quad (3-19)$$

и, следовательно, в общем случае изменения температуры с t_1 до t_2

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (3-20)$$

Последнее уравнение позволяет определить количество тепла, сообщенное газу или им отданное, исключительно по изменению температуры, если известна функциональная зависимость между c и t . Если допустить, что $c = \text{const}$, то

$$q = c(t_2 - t_1);$$

 действительности же теплоемкость газа изменяется вместе с температурой, так что каждому значению темпера-

туры соответствует свое значение c — так называемая истинная теплоемкость при данной температуре.

Если в данных пределах температуры теплоемкость изменяется по линейному закону

$$c = a + bt,$$

то по уравнению (3-20)

$$\begin{aligned} q &= \int_{t_1}^{t_2} c dt = \int_{t_1}^{t_2} (a + bt) dt = a(t_2 - t_1) + b \frac{t_2^2 - t_1^2}{2} = \\ &= \left(a + b \frac{t_1 + t_2}{2} \right) (t_2 - t_1) = (a + bt_m)(t_2 - t_1) = \\ &= c_m(t_2 - t_1), \end{aligned} \quad (3-21)$$

где $t_m = \frac{t_1 + t_2}{2}$ — средняя температура процесса, равная полусумме крайних температур;

$c_m = a + bt_m$ — средняя весовая теплоемкость процесса, соответствующая средней температуре процесса t_m и равная, очевидно, полусумме истинных теплоемкостей $c_1 = a + bt_1$ и $c_2 = a + bt_2$ в начале и в конце процесса.

Таким образом, в этом случае достаточно определить $t_m = \frac{t_1 + t_2}{2}$, а по ней — среднюю весовую теплоемкость c_m ; количество тепла q получается по простому соотношению:

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

Но мы знаем, что зависимость c от t в общем более сложного характера; тем не менее определение количества тепла q производится очень просто при помощи таблиц значений средней теплоемкости c_m в пределах температуры от 0 до $t^\circ \text{C}$, которые получаются следующим образом.

Положим, что кривая ab (рис. 3-1) дает зависимость весовой теплоемкости от температуры: $c = f(t)$; в таком случае количество тепла q , необходимое для повышения температуры от 0 до $t^\circ \text{C}$, равно по уравнению (3-20)

$$q = \int_0^t c dt,$$

равно площади $abb'o$ под кривой ab . Весовая теплоемкость изменяется от c_0 при 0°C до c при $t^\circ \text{C}$; в среднем же на

повышение температуры на 1°C в этих пределах температуры расходуется количество тепла

$$c_m = \frac{q}{t} = \frac{\text{пл. } abb'o}{ob'}$$

которое называют средней весовой теплоемкостью в пределах от 0 до $t^\circ\text{C}$. Практически c_m получается

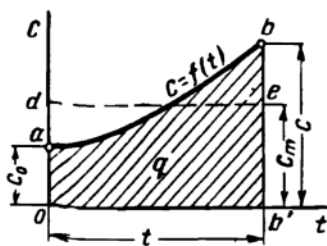


Рис. 3-1.

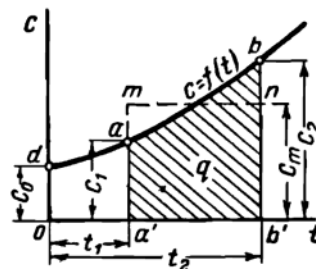


Рис. 3-2.

как высота прямоугольника $deb'o$, равновеликого площади $abb'o$, планиметрированием последней и делением ее на основание ob' . При известном c_m

$$q = c_m t. \quad (3-22)$$

При наличии подробных таблиц значений c_m определение количества тепла q , сообщаемого газу при повышении его температуры с t_1 до t_2 (рис. 3-2), производят исходя из следующих соображений. Количество тепла q , равное по уравнению (3-20)

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt,$$

измеряется площадью $abb'a'$, которую можно представить как разность площадей, а именно:

$$\text{пл. } abb'a' = \text{пл. } dbb'o - \text{пл. } daa'o.$$

Но пл. $daa'o$ дает количество тепла q_1 , расходуемое на повышение температуры от 0 до $t_1^\circ\text{C}$, равное по уравнению (3-22)

$$q_1 = c_m t_1.$$

где c_{m_1} — средняя теплоемкость от 0 до $t_1^\circ\text{C}$. Аналогично пл. $dbb'o$ дает количество тепла q_2 , расходуемое на повышение температуры от 0 до $t_2^\circ\text{C}$, равное:

$$q_2 = c_{m_2} t_2,$$

где c_{m_2} — средняя теплоемкость от 0 до $t_2^\circ\text{C}$. В таком случае

$$q = q_2 - q_1 = c_{m_2} t_2 - c_{m_1} t_1, \quad (3-23)$$

т. е. расчет сводится к умножению двух табличных значений средней теплоемкости на соответствующие температуры и вычитанию одного произведения из другого.

Средняя же весовая теплоемкость процесса ab , т. е. в пределах температуры t_1 и t_2 ,

$$c_m = \frac{q}{t_2 - t_1} = \frac{c_{m_2} t_2 - c_{m_1} t_1}{t_2 - t_1},$$

она равна, очевидно, высоте прямоугольника $mnb'a'$, равновеликого пл. $abb'a'$. Легко видеть, что только при линейной зависимости c от температуры $c_m = \frac{c_1 + c_2}{2}$, где c_1 и c_2 — истинные теплоемкости в начале и в конце процесса.

Все изложенное относится, конечно, и к мольным и объемным теплоемкостям.

В приложениях даны подробные таблицы теплоемкостей $(\mu c_p)_m$ и c_{pm} для кислорода, азота, водорода, окиси углерода, воздуха, а также газообразной углекислоты и перегретого водяного пара в пределах от 0 до 3000°C , составленные в 1945 г. М. П. Вукаловичем и В. А. Кириллиным.

При наличии этих таблиц соответствующие значения теплоемкостей при постоянном объеме получаются из соотношений

$$\begin{aligned} (\mu c_v)_m &= (\mu c_p)_m - 1,985; \\ c_{vm} &= c_{pm} - AR. \end{aligned}$$

Теплоемкость газовой смеси. Если состав газовой смеси задан весовыми содержаниями отдельных газов g_1, g_2, \dots, g_n , то очевидно, что весовая теплоемкость смеси

$$c = g_1 c_1 + g_2 c_2 + \dots + g_n c_n, \quad (3-24)$$

где c_1, c_2, \dots, c_n — весовые теплоемкости составляющих смесь газов. Если же состав смеси определяется объем-

ными содержаниями r_1, r_2, \dots, r_n , то целесообразно найти ее объемную теплоемкость, равную:

$$C = r_1 C_1 + r_2 C_2 + \dots + r_n C_n, \quad (3-25)$$

где C_1, C_2, \dots, C_n — объемные теплоемкости отдельных газов, или же мольную теплоемкость

$$\mu C = r_1 \mu_1 C_1 + r_2 \mu_2 C_2 + \dots + r_n \mu_n C_n, \quad (3-26)$$

где $\mu_1 C_1, \mu_2 C_2, \dots, \mu_n C_n$ — мольные теплоемкости составляющих смесь газов.

По существу уравнения (3-25) и (3-26) одинаковы, с той лишь разницей, что уравнение (3-25) относится к 1 м^3 смеси, а уравнение (3-26) — к объему моля, т. е. второе получается из первого умножением на одинаковый в нормальных условиях для всех газов объем моля $\mu v = 22,4 \text{ м}^3$.

Пример 3-1. Определить средние мольные, объемные и весовые теплоемкости при постоянном давлении и при постоянном объеме при 200°С генераторного газа, состоящего по объему из 18% H_2 , 24% CO , 6% CO_2 и 52% N_2 (пример 1-9, § 1-6).

Пользуясь таблицами в приложениях, получаем по уравнению (3-26):

$$\begin{aligned} (\mu c_p)_m &= 0,18 \cdot 6,9 + 0,24 \cdot 7,08 + 0,06 \cdot 9,581 + 0,52 \cdot 7,01 = \\ &= 7,169 \text{ ккал/моль} \cdot \text{град}, \end{aligned}$$

а по уравнению (3-12):

$$(\mu c_v)_m = (\mu c_p)_m - 1,985 = 7,169 - 1,985 = 5,184 \text{ ккал/моль} \cdot \text{град}.$$

Объемные же теплоемкости, отнесенные к 1 м^3 газа,

$$C_{p_m} = \frac{7,169}{22,4} = 0,32 \text{ ккал/м}^3 \cdot \text{град}$$

и

$$C_{v_m} = \frac{5,184}{22,4} = 0,231 \text{ ккал/м}^3 \cdot \text{град}.$$

А поскольку удельный вес газа в этих условиях определен нами раньше равным $\gamma = 1,085 \text{ кг/м}^3$, то весовые теплоемкости

$$c_{p_m} = \frac{C_{p_m}}{\gamma} = \frac{0,32}{1,085} = 0,295 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град};$$

$$c_{v_m} = \frac{C_{v_m}}{\gamma} = \frac{0,231}{1,085} = 0,213 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}.$$

3-4. Отношение теплоемкостей газа при постоянном давлении и при постоянном объеме. В термодинамике большую роль играет отношение теплоемкостей

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\mu c_p}{\mu c_v} = \frac{C_p}{C_v} \quad (3-27)$$

Согласно выводам классической кинетической теории [уравнения (3-14) и (3-12)]

$$\mu c_v = 0,9925i \text{ и } \mu c_p = \mu c_v + 1,985 = 0,9925i + 1,985,$$

где i — число степеней свободы молекул и, следовательно

$$k = 1 + \frac{2}{i}, \quad (3-28)$$

т. е. отношение k вполне определяется числом степеней свободы молекулы и в общем тем меньше, чем сложнее молекула.

Уравнение (3-28) дает, в частности:

$$\text{для одноатомных газов } (i=3) \quad k = \frac{5}{3} = 1,667;$$

$$\text{для двухатомных газов } (i=5) \quad k = \frac{7}{5} = 1,4;$$

$$\text{для трехатомных газов } (i=6) \quad k = \frac{4}{3} = 1,333.$$

Эти чисто теоретические цифры хорошо согласуются с результатами опытов: для одноатомного аргона получено в точности то же значение $k=1,667$; для двухатомных газов при комнатной температуре:

воздух	CO	O ₂	H ₂	N ₂
$k=1,4$	1,401	1,398	1,408	1,41

для трехатомных при комнатной же температуре:

H ₂ O	CO ₂
$k=1,33$	1,305

Но мы видели, что в действительности теплоемкости c_p и c_v не являются постоянными для данного газа, а зависят от температуры; очевидно, что и $k = \frac{c_p}{c_v}$ должно быть

функцией температуры. Мы можем написать, пользуясь уравнением (3-9),

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + AR}{c_v} = 1 + \frac{AR}{c_v}; \quad (3-29)$$

так как c_v увеличивается с повышением температуры, то одновременно уменьшается отношение k . Для двухатомных газов приближенно

$$k = 1,4 - 0,00005t. \quad (3-30)$$

Весовые теплоемкости c_p и c_v могут быть выражены через k ; действительно, из уравнения (3-29)

$$c_v = \frac{AR}{k-1} \quad (3-31)$$

следовательно,

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR. \quad (3-32)$$

Аналогично выражаются и молярные теплоемкости, а именно:

$$\mu c_v = \frac{\mu AR}{k-1} = \frac{1,985}{k-1}; \quad (3-33)$$

$$\mu c_p = 1,985 \frac{k}{k-1} \quad (3-34)$$

Так как величина k может быть определена опытным путем, то по ней простым расчетом с помощью уравнений (3-31)—(3-34) могут быть найдены значения теплоемкостей (не смешивать $k = \frac{c_p}{c_v}$, которое больше единицы, с постоянной Больцмана $k = \frac{848}{N_\mu} = 1,37 \cdot 10^{-16}$ эрг/град).

3-5. Энтальпия (теплосодержание) газа. Подставляя в основное уравнение обратимых процессов

$$dq = du + A p dv;$$

$$p dv = d(pv) - v dp,$$

имеем:

$$dq = du + Ad(pv) - Av dp = d(u + Apv) - Av dp;$$

введя же обозначение

$$i = u + A p v, \quad (3-35)$$

получаем:

$$dq = di - A v dp. \quad (3-36)$$

Величина i , определяемая по уравнению (3-35) внутренней энергией тела, удельным давлением и объемом, есть, очевидно, функция состояния тела и, следовательно, di есть полный дифференциал этой функции. Таким образом, величина i подобно p , v , t и u характеризует состояние тела, т. е. она является параметром состояния тела. Ее физическое значение выясняется в известной степени сравнительно просто; действительно, при $p = \text{const}$ уравнение (3-36) получает вид:

$$dq_p = di, \quad (3-37)$$

т. е. di есть элементарное количество тепла, сообщаемое телу при постоянном давлении. Величину i называют энтальпией или теплосодержанием при постоянном давлении, или, короче, теплосодержанием. Термин «теплосодержание» нельзя признать удачным; в настоящее время большим употреблением пользуется термин «энтальпия», которого мы и будем придерживаться.

Введение в термодинамику параметра i существенно упрощает многие расчеты, особенно в случае паров, так что он имеет большое практическое значение.

Для идеального газа

$$\begin{aligned} di &= d(u + A p v) = du + A d(pv) = c_v dT + A d(RT) = \\ &= c_v dT + AR dT = (c_v + AR) dT = c_p dT^*, \end{aligned} \quad (3-38)$$

что, впрочем, можно было написать и непосредственно по самому смыслу понятия энтальпии.

Отсчет энтальпии газа i можно вести или от 0°K , или от 0°C ; в первом случае

$$i = \int_0^T c_p dT = c_p T.$$

* Для всех веществ остается справедливым $di = d(u + A p v) = du + A d(pv) = c_p dT$. (Прим. ред.)

во втором

$$= \int_0^t c_p dt = c_{pm} t,$$

где c_{pm} — средняя теплоемкость от 0 до $T^\circ \text{K}$, а c'_{pm} — средняя теплоемкость от 0 до $t^\circ \text{C}$. Значения i и i' , конечно, различны, но при расчетах это не играет роли, потому что практический интерес представляют изменения энтальпии, а не ее значения. Изменение же энтальпии газа в конечном процессе

$$\begin{aligned} i_2 - i_1 &= \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_{pm_2} T_2 - c_{pm_1} T_1 \\ &= \int_{t_1}^{t_2} c_p dt = c'_{pm_2} t_2 - c'_{pm_1} t_1 \end{aligned}$$

при обоих способах отсчета, очевидно, одинаково.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ГАЗОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

4-1. Исследование газовых процессов. В самом общем случае изменения состояния теплота сообщается газу или отводится от него и одновременно изменяются его давление, объем и температура. Исследование процесса состоит в определении работы газа l , изменения внутренней энергии ($u_2 - u_1$), количества тепла q , весовой теплоемкости c и в установлении связи между отдельными величинами, характеризующими состояние газа. Практический интерес представляет, однако, исследование не общего процесса совершенно произвольного характера, а ряда частных случаев, играющих большую роль в теплотехнике. Такими специальными процессами, весьма важными и в теоретическом и в практическом отношении, являются:

- 1) процесс при постоянном объеме, $v = \text{const}$, изохорический процесс;
- 2) процесс при постоянном давлении, $p = \text{const}$, изобарический процесс;

3) процесс при постоянной температуре, $t = \text{const}$, и изотермический процесс;

4) процесс при отсутствии теплообмена, $dq = 0$, адиабатический процесс;

5) процесс с уравнением кривой давлений $p v^n = \text{const}$, где n в свою очередь для данного процесса величина постоянная, — политропический процесс; как увидим впоследствии, в некоторых случаях четыре предыдущих процесса могут быть рассматриваемы как частные случаи политропического изменения.

Исследование этих специальных процессов, рассматриваемых как обратимые, для идеальных газов будет состоять в применении к ним основных соотношений:

$$dq = du + Adl = c_v dt + A p dv;$$

$$dq = c dt;$$

$$p v = RT$$

и графическом изображении их в диаграмме $p v$, ценной тем, что она дает в виде площади под кривой процесса работу газа l . Таким образом, наши исследования будут относиться к обратимым процессам идеальных газов, т. е. к процессам теоретическим. Действительные процессы, конечно, дают ряд отклонений от теоретических, которые, впрочем, во многих случаях очень незначительны.

4-2. Изохорический процесс. Из уравнения $p v = RT$ при $v = \text{const}$ следует:

$$p = \frac{R}{v} T = \text{const}, \quad (4-1)$$

е давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре и, следовательно,

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (4-2)$$

При $v = \text{const}$ $dv = 0$ и $dl = p dv = 0$, т. е. работа отсутствует, так что основное уравнение получает простой вид:

$$dq = du = c_v dt;$$

вся сообщаемая газу теплота идет на приращение его внутренней энергии, т. е. собственно на повышение температуры, связанное с повышением давления. Весовая теплоемкость процесса $c = c_v$; удельная работа $h = 0$.

Для конечного процесса при переменной c_v

$$q = u_2 - u_1 = c_{v_{m_2}} t_2 - c_{v_{m_1}} t_1, \quad (4-3)$$

где $c_{v_{m_1}}$ и $c_{v_{m_2}}$ — средние теплоемкости при постоянном объеме в пределах от 0 до t_1 и t_2 °С. При $c_v = \text{const}$

$$q = u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1). \quad (4-4)$$

Линия процесса — *изохора* — в системе pV есть отрезок вертикальной прямой ab (рис. 4-1). При направлении, указанном стрелкой, мы имеем, очевидно, процесс, связанный с сообщением тепла газу (нагревание), потому что давление повышается, а следовательно, по уравнению (4-2) увеличивается и температура. Возрастание температуры газа означает увеличение его внутренней энергии, которое в данном процессе получается за счет тепла q , подведенного к газу извне.

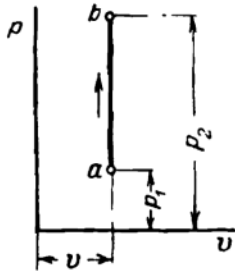


Рис. 4-1.

необходимо сообщить воздуху, чтобы повысить его давление до 4 *ата*?

По уравнению (4-2) конечная температура воздуха

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 303 \cdot \frac{4}{2} = 606^\circ \text{ К}$$

и

$$t_2 = 606 - 273 = 333^\circ \text{ С.}$$

Из таблиц в приложениях находим интерполированием

$$c_{p_{m_1}} = 0,243 + \frac{0,246 - 0,243}{100} \cdot 33 = 0,244;$$

$$c_{p_{m_2}} = 0,24.$$

Поскольку для воздуха $AR = \frac{29,27}{427} = 0,068$, то

$$c_{v_{m_1}} = 0,24 - 0,068 = 0,172 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град};$$

$$c_{v_{m_2}} = 0,244 - 0,068 = 0,176 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}.$$

По уравнению (4-3)

$$q = 0,176 \cdot 333 - 0,172 \cdot 30 = 53,44 \text{ ккал/кг}.$$

Из уравнения состояния $pV = GRT$ вес воздуха

$$G = \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{20\,000 \cdot 0,03}{29,27 \cdot 303} = 0,0676 \text{ кг.}$$

а сообщенное ему количество тепла

$$Q = Gq = 0,0676 \cdot 53,44 = 3,1 \text{ ккал.}$$

4-3. Изобарический процесс. Из уравнения состояния $pV = RT$ при $p = \text{const}$ следует, что

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = \text{const.} \quad (4-5)$$

т. е. *объем газа прямо пропорционален его абсолютной температуре*, так что при *расширении при постоянном давлении температура газа, а следовательно, и его внутренняя энергия увеличиваются*, а при сжатии уменьшаются.

Следствием из уравнения (4-5) является соотношение

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4-6)$$

Работа

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1). \quad (4-7)$$

а так как

$$pv_1 = RT_1 \text{ и } pv_2 = RT_2,$$

то одновременно

$$l = R(T_2 - T_1) = R(t_2 - t_1). \quad (4-8)$$

Весовая теплоемкость процесса $c = c_p$, так что в связи с уравнением (3-38)

$$dq = c_p dt = di$$

следовательно, по уравнению (3-23)

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt = c_{p_2} t_2 - c_{p_1} t_1 = i_2 - i_1, \quad (4-9)$$

77

где c_{p_m} и $c_{p_m_2}$ — средние теплоемкости при постоянном давлении в пределах от 0 до t_1 и t_2 °С.

При $c_p = \text{const}$ имеем более простое выражение, а именно:

$$q = c_p (t_2 - t_1). \quad (4-10)$$

Изменение же внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = c_{v_m_2} t_2 - c_{v_m_1} t_1, \quad (4-11)$$

где $c_{v_m_1}$ и $c_{v_m_2}$ — средние теплоемкости при постоянном объеме в пределах от 0 до t_1 и t_2 .

При $c_v = \text{const}$

$$u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1). \quad (4-12)$$

Удельная работа процесса $h = c_p - c_v = AR$.

Линия процесса — изобара — в системе pV есть отрезок горизонтальной прямой ab (рис. 4-2). Площадь прямоугольника $abb'a'$ дает в известном масштабе величину работы газа l . При направлении, указанном стрелкой, данный процесс связан с сообщением

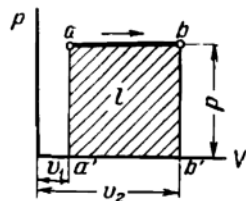


Рис. 4-2.

тепла газу (нагревание), потому что, как установлено выше, изобарическое расширение сопровождается повышением температуры, а следовательно, и увеличением внутренней энергии, которое наряду с производством работы расширения требует сообщения газу тепла извне.

Нетрудно видеть, что поскольку при изобарическом расширении тепло q идет и на увеличение внутренней энергии ($u_2 - u_1$) и на работу расширения l , то в изобарическом газовом процессе $Al < q$. Если разделить основное уравнение $dq = du + A dl$ на dq , то мы получим:

$$\frac{du}{dq} + \frac{A dl}{dq} = 1.$$

откуда

$$\frac{A dl}{dq} = 1 - \frac{du}{dq}.$$

Это отношение $\frac{\lambda dl}{dq}$ определяет, какая часть общего количества тепла dq превращается в работу расширения dl . Подставляя в полученное уравнение $du = c_v dt$ и $dq = c_p dt$, имеем для изобарического процесса:

$$\frac{\lambda dl}{dq} = 1 - \frac{c_v dt}{c_p dt} = 1 - \frac{c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{k}.$$

Полагая для двухатомных газов $k = 1,4$, получаем:

$$\frac{\lambda dl}{dq} = 1 - \frac{1}{1,4} = 0,285,$$

т. е. только 28,5% тепла, подводимого к газу, идет на работу расширения, а 71,5% — на увеличение внутренней энергии, т. е. на повышение температуры.

✦ **Пример 4-2.** Сколько теплоты необходимо сообщать в час воздуху, циркулирующему в системе воздушного отопления, если он должен быть нагрет от -10 до $+50^\circ\text{C}$ и часовой расход теплого воздуха равен $1200 \text{ м}^3/\text{ч}$ при давлении 760 мм рт. ст. ?

Процесс нагревания воздуха происходит при постоянном (атмосферном) давлении; вследствие невысоких температур в данном случае вполне допустимо полагать c_p постоянной и равной $c_p = 0,24$.

Каждый килограмм воздуха при нагревании получает количество тепла

$$q = c_p (t_2 - t_1) = 0,24 (50 + 10) = 14,4 \text{ ккал/кг.}$$

Весовой же расход воздуха в час

$$G = \gamma_2 V_2,$$

где V_2 — объемный расход воздуха при 50°C и 760 мм рт. ст. ;

γ_2 — удельный вес в тех же условиях.

Из уравнения состояния $p\nu = RT$

$$\gamma_2 = \frac{1}{\nu_2} = \frac{p}{RT_2} = \frac{10\,333}{29,27 (273 + 50)} = 1,09 \text{ кг/м}^3,$$

так что

$$G = 1,09 \cdot 1200 = 1310 \text{ кг/ч}$$

следовательно, часовой расход тепла

$$Q = Gq = 1310 \cdot 14,4 = 18\,850 \text{ ккал/ч.}$$

✦ **Пример 4-3.** 2 кг сухого воздуха¹ с температурой 30°C расширяются при постоянном давлении до объема в 1,4 раза большего первоначального. Определить конечную температуру, работу расширения и затраченное количество тепла.

¹ То есть воздуха, не содержащего водяного пара. (Прим. ред.)

По уравнению (4-6)

$$T_2 = T_1 \frac{v_2}{v_1} = 303 \cdot 1,4 = 424^\circ \text{ К}$$

и

$$t_2 = 424 - 273 = 151^\circ \text{ С;}$$

работа по уравнению (4-8)

$$L = 2l = 2 \cdot 29,27 (151 - 30) = 7100 \text{ кгм.}$$

Полагая и в этом случае $c_p = 0,24$, получим: количество тепла

$$Q = 2q = 2 \cdot 0,24 (151 - 30) = 58 \text{ ккал.}$$

Весьма характерно для данного примера, что для его решения совершенно не требуется знать величины постоянного давления воздуха, так как для всех значений давления p величины T_2 , L и Q в условиях примера одинаковы.

4-4. Изотермический процесс. При $t = \text{const}$

$$pv = RT = \text{const}; \quad (4-13)$$

это — аналитическое выражение закона Бойля-Мариотта [уравнение (1-16)] и одновременно уравнение кривой процесса — изотермы в системе pv — равнобокой гиперболы, для которой координатные оси служат асимптотами.

Из уравнения (4-13) следует, что давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом расширении давление газа падает, а при сжатии — возрастает. Таким образом, можно писать:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (4-14)$$

При $t = \text{const}$ $dt = 0$ и, следовательно,

$$du = c_v dt = 0;$$

$$di = c_p dt = 0,$$

т. е.

$$u = \text{const} \text{ и } i = \text{const}, \quad (4-15)$$

так что процесс при постоянной температуре для идеального газа есть одновременно процесс при постоянной внутренней энергии (изодинамический) и при постоянной энтальпии.

Основное уравнение получает простой вид:

$$dq = A dl = A p dv,$$

т.е. вся сообщаемая газу теплота целиком превращается в работу расширения и, следовательно, при изотермическом сжатии от газа должна отводиться теплота, эквивалентная работе, затрачиваемой извне на сжатие.

Работа

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} dv = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} =$$

$$= RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (4-16)$$

Количество же тепла

$$q = Al = ART \ln \frac{v_2}{v_1} = ART \ln \frac{p_1}{p_2} = Ap_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = Ap_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (4-17)$$

На рис. 4-3 представлен изотермический процесс расширения идеального газа в системе pv . Как уже сказано, он изображается отрезком ab равнобочной гиперболы; пло-

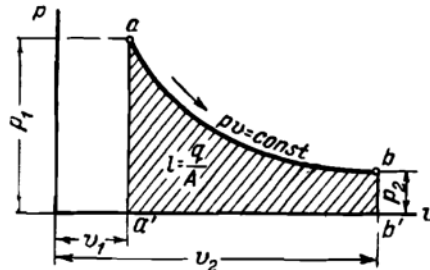


Рис. 4-3.

щадь $abb'a'$ под кривой дает в данном случае как величину работы газа l , так и сообщенного газу тепла q (в единицах работы).

Весовая теплоемкость процесса $c = \infty$, как это следует из общего соотношения $c = \frac{dq}{dt}$ при $t = \text{const}$. Соответственно и удельная работа процесса $h = \infty$.

Пример 4-4. 1 кг воздуха расширяется при постоянной температуре, равной 100°C , причем его объем увеличивается в 5 раз. Определить работу расширения и затраченное количество тепла.

6 В. В. Сушков.

81

По уравнению (4-16)

$$l = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = 29,27 \cdot 373 \ln 5 = 17\,600 \text{ кдж/кг},$$

а по уравнению (4-17)

$$q = Al = \frac{17\,600}{427} = 41,15 \text{ ккал/кг}.$$

Характерно для данного примера, что для его решения совершенно не требуется знать начальное давление воздуха; во всех случаях, когда при $t = 100^\circ \text{C}$ $\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} = 5$, величина работы одинакова; так, например, при $p_1 = 5 \text{ ата}$ и $p_2 = 1 \text{ ата}$; $p_1 = 10 \text{ ата}$ $p_2 = 2 \text{ ата}$ и т. д.

4-5. Адиабатический процесс. Основное условие адиабатичности процесса — отсутствие теплообмена газа с окружающей средой, т. е.

$$dq = 0. \quad (4-18)$$

При $dq=0$, конечно, и $q=0$, но не всякий процесс, для которого $q=0$, адиабатичен. Возможны процессы, в одной части которых теплота сообщается, а в другой части в том же количестве отводится; для всего такого процесса $q=0$, но он не адиабатичен, потому что проходит при непрерывном теплообмене с внешней средой. Таким образом, необходимым и достаточным условием адиабатического процесса является аналитическое выражение $dq=0$, означающее, что теплообмен совершенно не имеет места в процессе; условие же $q=0$ необходимо для адиабатического процесса, но, как мы только что установили, недостаточно.

При $dq=0$ уравнение первого закона термодинамики для обратимых процессов получает вид:

$$du + A dl = 0,$$

откуда

$$A dl = - du, \quad (4-19)$$

или подробнее

$$A p dv = - c_v dt, \quad (4-20)$$

т. е. работа адиабатического расширения совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа и, естественно, связана с понижением его температуры; работа же адиабатического сжатия полностью идет на увеличение внутренней энергии газа, связанное с повышением его температуры. Другими словами, изменение внутренней энергии

и работа адиабатического процесса эквивалентны по величине и противоположны по знаку

Работа конечного процесса в связи с уравнениями (4-19) и (4-20) будет:

$$l = - \int_{u_1}^{u_2} \frac{du}{A} = - \frac{1}{A} \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = - \frac{1}{A} (u_2 - u_1) = \frac{1}{A} (u_1 - u_2) = \\ = \frac{1}{A} (c_{v_{m_1}} t_1 - c_{v_{m_2}} t_2), \quad (4-21)$$

при $c_v = \text{const}$

$$l = \frac{c_v}{A} (t_1 - t_2). \quad (4-22)$$

Как видим, условие $dq=0$ дало нам возможность определить работу l ; следовательно, это условие устанавливает характер кривой процесса — адиабаты в системе p, v , т. е. связь между переменными p и v . Найдем эту зависимость; мы имеем из основного уравнения при $dq=0$

$$c_v dt + A p dv = 0,$$

а подставив сюда по уравнению (3-30) $c_v = \frac{AR}{k-1}$

$$\frac{AR}{k-1} dt + A p dv = 0$$

$$R dt + (k-1) p dv = 0.$$

Продифференцировав же характеристическое уравнение $p v = RT$ получим:

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

так что предыдущее уравнение может быть написано в виде:

$$p dv + v dp + (k-1) p dv = 0,$$

откуда

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

Разделив последнее уравнение на $p v$, получаем:

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

По уравнению (4-16)

$$l = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = 29,27 \cdot 373 \ln 5 = 17\,600 \text{ кдж/кг},$$

а по уравнению (4-17)

$$q = Al = \frac{17\,600}{427} = 41,15 \text{ ккал/кг}$$

Характерно для данного примера, что для его решения совершенно не требуется знать начальное давление воздуха; во всех случаях, когда при $t = 100^\circ \text{C}$ $\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} = 5$, величина работы одинакова; так, например, при $p_1 = 5 \text{ ата}$ и $p_2 = 1 \text{ ата}$; $p_1 = 10 \text{ ата}$ $p_2 = 2 \text{ ата}$ и т. д.

4-5. Адиабатический процесс. Основное условие адиабатичности процесса — отсутствие теплообмена газа с окружающей средой, т. е.

$$dq = 0. \quad (4-18)$$

При $dq=0$, конечно, и $q=0$, но не всякий процесс, для которого $q=0$, адиабатичен. Возможны процессы, в одной части которых теплота сообщается, а в другой части в том же количестве отводится; для всего такого процесса $q=0$, но он не адиабатичен, потому что проходит при непрерывном теплообмене с внешней средой. Таким образом, необходимым и достаточным условием адиабатического процесса является аналитическое выражение $dq=0$, означающее, что теплообмен совершенно не имеет места в процессе; условие же $q=0$ необходимо для адиабатического процесса, но, как мы только что установили, недостаточно.

При $dq=0$ уравнение первого закона термодинамики для обратимых процессов получает вид:

$$du + A dl = 0,$$

откуда

$$A dl = - du, \quad (4-19)$$

или подробнее

$$A p dv = - c_v dt, \quad (4-20)$$

т. е. работа адиабатического расширения совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа и, естественно, связана с понижением его температуры; работа же адиабатического сжатия полностью идет на увеличение внутренней энергии газа, связанное с повышением его температуры. Другими словами, изменение внутренней энергии

и работа адиабатического процесса эквивалентны по величине и противоположны по знаку.

Работа конечного процесса в связи с уравнениями (4-19) и (4-20) будет:

$$l = - \int_{u_1}^{u_2} \frac{du}{A} = - \frac{1}{A} \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = - \frac{1}{A} (u_2 - u_1) = \frac{1}{A} (u_1 - u_2) = \\ = \frac{1}{A} (c_{v_{m_1}} t_1 - c_{v_{m_2}} t_2), \quad (4-21)$$

при $c_v = \text{const}$

$$l = \frac{c_v}{A} (t_1 - t_2). \quad (4-22)$$

Как видим, условие $dq=0$ дало нам возможность определить работу l ; следовательно, это условие устанавливает характер кривой процесса — адиабаты в системе p, v , т. е. связь между переменными p и v . Найдем эту зависимость; мы имеем из основного уравнения при $dq=0$

$$c_v dt + A p dv = 0,$$

а подставив сюда по уравнению (3-30) $c_v = \frac{AR}{k-1}$,

$$\frac{AR}{k-1} dt + A p dv = 0$$

$$R dt + (k-1) p dv = 0.$$

Продифференцировав же характеристическое уравнение $p v = RT$ получим:

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

так что предыдущее уравнение может быть написано в виде:

$$p dv + v dp + (k-1) p dv = 0,$$

откуда

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

Разделив последнее уравнение на $p v$, получаем:

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

Интегрирование этого дифференциального уравнения очень просто, если можно полагать k в пределах процесса величиной постоянной; оно дает в этом случае:

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

или

$$\ln (pv^k) = \text{const}$$

и, следовательно,

$$\boxed{pv^k = \text{const};} \quad (4-23)$$

это и есть уравнение адиабаты в системе pv при $k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$. Из уравнения (4-23) следует:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k \quad (4-24)$$

т. е. при адиабатическом расширении давление газа падает, а при сжатии — возрастает. Для изотермического процесса мы имели [уравнение (4-14)]:

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

так как $k > 1$, то очевидно, что при расширении по адиабате падение давления сильнее, чем по изотерме, т. е. адиабата круче изотермы в системе pv .

Адиабата с уравнением $pv^k = \text{const}$ есть неравнобокая гиперболла, не пересекающая координатных осей, как это следует из уравнения (4-24); действительно, $v_1 = 0$ только при $p_1 = \infty$ и $p_2 = 0$ только при $v_2 = \infty$.

При $k = \text{const}$ уравнение работы может быть дано в ряде вариантов, а именно: подставив в уравнение (4-22) по уравнению (3-30)

$$c_v = \frac{AR}{k-1},$$

получим:

$$l = \frac{c_v}{A} (t_1 - t_2) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2), \quad (4-25)$$

а так как

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

то

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4-26)$$

Последнее уравнение можем написать в виде:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \quad (4-27)$$

а подставив сюда по уравнению (4-24)

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

получим:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right] \quad (4-28)$$

Наконец, подставляя в уравнение (4-28)

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}$$

имеем:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \quad (4-29)$$

Сопоставляя уравнения (4-27) — (4-29), заключаем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (4-30)$$

и, следовательно,

$$T v^{k-1} = \text{const}$$

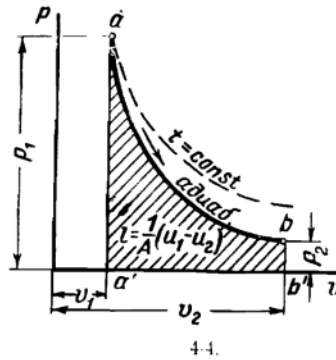
и

$$T p^{\frac{1-k}{k}} = \text{const.}$$

Первое уравнение есть, очевидно, уравнение адиабаты при $k = \text{const}$ в системе Tv , а второе — в системе Tr .

При k переменном зависимости между p , v и T получают значительно более сложный вид, даже при допущении

линейной зависимости k от температуры, и для практических расчетов неудобны. Поэтому при аналитических расчетах обычно пользуются полученными нами уравнениями для $k = \text{const}$, учитывая зависимость k от температуры подстановкой в них среднего значения k в пределах процесса, если известны t_1 и t_2 , или оценивая это среднее значение ориентировочно, если известна только одна температура из двух.



На рис. 4-4 представлен адиабатический процесс расширения газа в системе p, v ; как уже сказано, адиабата круче изотермы. Площадь $abb'a'$ под адиабатой ab дает в данном случае как величину работы l , так и изменение внутренней энергии газа

$$\frac{1}{A} (u_1 - u_2).$$

Весовая теплоемкость процесса $c = 0$, как это следует из общего соотношения $c = \frac{dq}{dt}$ при $dq = 0$. Поскольку в общем случае $c = c_v + h$, то удельная работа адиабатического процесса $h = -c_v$.

Пример 4-5. 1 кг воздуха с температурой 30°C и начальным давлением 1 атм сжимается адиабатически до 10 атм . Определить работу сжатия.

Полагая сначала $k = 1,4$, получаем по уравнению (4-30):

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 303 \cdot 10^{\frac{0,4}{1,4}} = 585^\circ \text{K};$$

$$t_2 = 585 - 273 = 312^\circ \text{C}.$$

Для средней температуры

$$t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} = \frac{30 + 312}{2} = 171^\circ \text{C};$$

по уравнению (3-30)

$$k = 1,4 - 0,00005 \cdot 171 = 1,39.$$

46

этого значения

$$T_2 = 303 \cdot 10^{\frac{0,39}{1,39}} = 577^\circ \text{ К}$$

$$t_2 = 577 - 273 = 304^\circ \text{ С.}$$

В таком случае по уравнению (4-25)^а

$$l = \frac{R}{k-1} (t_1 - t_2) = \frac{29,27}{0,39} (30 - 304) = -20\,600 \text{ кдж/кг}$$

(знак минус указывает на то, что это работа сжатия).

Пример 4-6. До какого давления необходимо сжать адиабатически воздух с начальным давлением 1 *ата* и температурой 100° С, чтобы поднять его температуру до 600° С, и чему равна работа сжатия?

Из таблиц в приложениях $c_{p_{m_1}} = 0,24$ и $c_{p_{m_2}} = 0,251$; поскольку же для воздуха $AR = \frac{29,27}{427} = 0,068$, то $c_{v_{m_1}} = c_{p_{m_1}} - AR = 0,24 - 0,068 = 0,172$ и $c_{v_{m_2}} = 0,251 - 0,068 = 0,183$.

В таком случае работа по уравнению (4-21)

$$l = 427 (0,172 \cdot 100 - 0,183 \cdot 600) = -39\,600 \text{ кдж/кг.}$$

Для средней температуры $t_m = \frac{100 + 600}{2} = 350^\circ$ по уравнению (3-30)

$$k = 1,4 - 0,00005 \cdot 350 = 1,383,$$

по уравнению (4-30)

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{873}{373} \right)^{\frac{1,383}{0,383}} = 21,38 \text{ ата.}$$

Пример 4-7. Воздух с начальным давлением 0,9 *ата* и температурой 45° С сжимается адиабатически до $\frac{1}{5}$ первоначального объема. Определить давление и температуру в конце сжатия.

Если считать $k = \frac{c_p}{c_v}$ величиной постоянной и равной 1,4, то по уравнению (4-24)

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = 0,9 \cdot 5^{1,4} = 8,6 \text{ ата,}$$

а по уравнению (4-30)

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = (273 + 45) \cdot 5^{0,4} = 608^\circ \text{ К}$$

$$t_2 = 608 - 273 = 335^\circ \text{ С.}$$

4-6. Политропический процесс. Уравнение кривой процесса — политропы в системе p, v , как уже было сказано раньше,

$$pv^n = \text{const}, \quad (4-31)$$

где показатель n в свою очередь для данного процесса — величина постоянная, которая может иметь любое численное значение. Разобранные нами процессы — изохорический, изобарический, изотермический и адиабатический — являются частными случаями политропического процесса, причем каждому из них соответствует свое значение показателя $n = \text{const}$. Нетрудно убедиться, что:

для изохорического процесса $n = \pm \infty$;

для изобарического процесса $n = 0$;

для изотермического процесса $n = 1$;

для адиабатического процесса $n = k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$.

Действительно, при $n = 0$ уравнение (4-31) дает $p = \text{const}$; при $n = 1$ уравнение изотермы $pv = \text{const}$, а при $n = k$ уравнение адиабаты $pv^k = \text{const}$ (при $k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$).

Если же извлечь из уравнения (4-31) корень n -й степени, то мы получим в общем случае уравнение политропы вида $p^{\frac{1}{n}} \cdot v = \text{const}$, которое при $n = \pm \infty$ дает $v = \text{const}$.

Из уравнения (4-31) следует

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n \quad (4-32)$$

Поскольку уравнения политропы $pv^n = \text{const}$ и адиабаты $pv^k = \text{const}$ совершенно одинаковы по форме и различаются только буквенным обозначением постоянного показателя у v , то очевидно, что все варианты уравнения работы, полученные нами для адиабаты $pv^k = \text{const}$, приложимы к политропическому процессу с заменой в них величины k на n . Так что мы можем писать, пользуясь уравнениями (4-25)–(4-29):

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

$$= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (4-33)$$

аналогично уравнению (4-30)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (4-34)$$

Определим величину удельной работы процесса $h = \frac{A dl}{dT}$, для чего воспользуемся выражением для работы l по уравнению (4-33):

$$l = \frac{R}{\gamma-1}(T_1 - T_2) = \frac{R}{1-\gamma}(T_2 - T_1);$$

для бесконечно малого изменения состояния, очевидно, $dl = \frac{R}{1-\gamma} dT$ и, следовательно,

$$h = \frac{A dl}{dT} = \frac{AR}{1-\gamma} = \text{const}, \quad (4-35)$$

т. е. *политропический процесс есть процесс при постоянной удельной работе.*

Весовая теплоемкость процесса [уравнение (3-8)]

$$\begin{aligned} c &= c_v + h = c_v + \frac{AR}{1-\gamma} = \frac{c_v - \gamma c_v + AR}{1-\gamma} = \\ &= \frac{c_p - \gamma c_v}{1-\gamma} = c_v \frac{k-\gamma}{1-\gamma}. \end{aligned} \quad (4-36)$$

Из уравнения (4-36) мы получаем в частных случаях:

- для изохорического процесса, т. е. $\gamma = \pm \infty$, $c = c_v$;
- для изобарического процесса, т. е. $\gamma = 0$, $c = k c_v = c_p$;
- для изотермического процесса, т. е. $\gamma = 1$, $c = \infty$;
- для адиабатического процесса, т. е. $\gamma = k$, $c = 0$,

что согласуется с нашими прежними выводами. Из того же уравнения хорошо видно, что теплоемкость c может быть отрицательной, а именно $c < 0$ при $k > \gamma > 1$; другими словами, c отрицательна для политроп, лежащих между изотермой и адиабатой, проходящих через данную точку.

Так как $c = \frac{dq}{dt}$, то отрицательная теплоемкость означает, что dq и dt имеют обратные знаки. Несмотря на сообщение газу тепла, его температура падает; повышение температуры имеет место при одновременном отводе тепла от газа. Хотя

на первый взгляд и то и другое несколько необычно, объясняется просто при помощи основного уравнения

$$q = u_2 - u_1 + Al,$$

а именно в таких процессах $Al > q$ (по абсолютной величине).

Поэтому на производство работы l , кроме сообщаемого газу тепла q , расходуется и часть внутренней энергии газа, так что в результате процесса расширения $u_2 < u_1$, а следовательно, и $t_2 < t_1$. При сжатии же работа l переходит в эквивалентную ей теплоту Al , а так как от газа

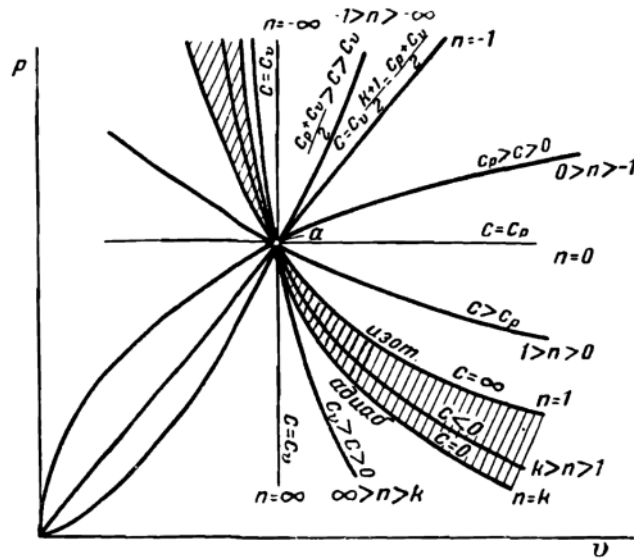


Рис. 4-5.

отводится количество тепла $q < Al$, то излишек тепла ($Al - q$) остается в газе и идет на увеличение его внутренней энергии, а следовательно, и температуры.

На рис. 4-5 нанесен ряд политроп в системе pv через данную точку a для различных значений постоянного показателя n . Из рисунка хорошо видно относительное расположение этих политроп и их различный характер. При $\infty > n > 0$ политропа имеет гиперболический характер; таковы, в частности, изотерма и адиабата; при $0 > n > -\infty$

политропы — кривые, проходящие через начало координат, причем при $n > -1$ кривая направлена выпуклостью вверх; а при $n < -1$ — вниз; в частности, при $n = -1$ политропа — прямая линия. Теплоемкость c отрицательна для политроп, проходящих через данную точку a в заштрихованной области.

Политропа в системе pv тем круче, чем больше по абсолютной величине ее показатель n , потому что этот показатель обратно пропорционален длине подкасательной политропы. Действительно, по правилам аналитической геометрии величина подкасательной любой кривой в системе pv равна $m = p \frac{dv}{dp}$

Дифференцируя же уравнение политропы $pv^n = \text{const}$, получаем:

$$p n v^{n-1} dv + v^n dp = 0,$$

откуда:

$$m = p \frac{dv}{dp} = -\frac{v}{n},$$

т. е. длина подкасательной политропы в системе pv равна абсциссе точки, деленной на показатель политропы. Отсюда следует, что чем больше абсолютная величина показателя n , тем короче подкасательная, тем круче политропа. В частности, адиабата круче изотермы, потому что $k > 1$; самая пологая политропа — изобара (горизонталь), для которой $n = 0$, самая крутая — изохора (вертикаль), для которой $n = \pm \infty$.

Таким образом, мы получаем простой способ графического определения показателя политропы n из диаграммы pv (рис. 4-6). Для этого проводим в любой точке политропы a касательную и определяем длину подкасательной m . Частное $\left(-\frac{v}{m}\right)$ даёт значение показателя n . При этом подкасательная m положительна, если лежит влево от точки b , и отрицательна, если лежит вправо.

В § 4-5 мы установили, что для адиабатического процесса удельная работа $h = -c_p$. А так как для реальных газов

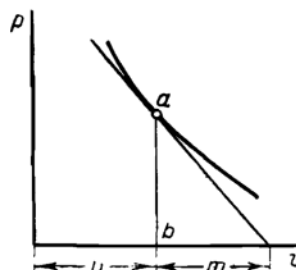


Рис. 4-6.

теплоемкость c_v — величина переменная, то и удельная работа h для них величина переменная, т. е. в действительности адиабатический процесс не политропичен и, следовательно, не может быть выражен уравнением вида $p v^n = \text{const}$, на что уже было указано выше. Только при допущении $c_v = \text{const}$, а следовательно, и $k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$ уравнение адиабаты получает простой вид: $p v^k = \text{const}$, и адиабата является политропой.

Так как $dq = c dt$, то в общем случае

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt = \int_{t_1}^{t_2} c_v \frac{k-n}{1-n} dt,$$

где c_v и k зависят от температуры. При c_v , а следовательно, и k постоянных

$$q = c(t_2 - t_1) = c_v \frac{k-n}{1-n} (t_2 - t_1).$$

Определим для разбираемого процесса величину отношения $\frac{du}{A dl}$; пользуясь уравнениями (4-35) и (3-31), получаем:

$$\frac{du}{A dl} = \frac{c_v dt}{h dt} = \frac{c_v}{h} = \frac{AR}{k-1} \cdot \frac{1-n}{AR} = \frac{1-n}{k-1},$$

при $k = \text{const}$ это отношение — величина постоянная. Следовательно, в политропическом процессе при $k = \text{const}$ части общего количества тепла q , идущие на приращение внутренней энергии $(u_2 - u_1)$ и на работу расширения Al , находятся в постоянном отношении между собой, определяемом для данного газа показателем политропы n . В частности, для изобарического процесса ($n=0$) $\frac{du}{A dl} = \frac{1}{k-1}$.

Если дана какая-либо политропа в диаграмме $p v$, то ее показатель n определяется просто и аналитически по координатам двух любых ее точек p_1, v_1 и p_2, v_2 , поскольку

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Логарифмируя это уравнение, получаем:

$$\lg p_1 + n \lg v_1 = \lg p_2 + n \lg v_2.$$

откуда

$$n = \frac{\lg p_2 - \lg p_1}{\lg v_2 - \lg v_1},$$

причем, очевидно, значения p_1 , v_1 , p_2 и v_2 можно брать из диаграммы непосредственно в миллиметрах, не считаясь с масштабами координат.

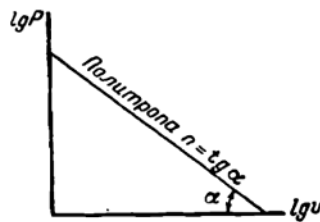


Рис. 4-7.

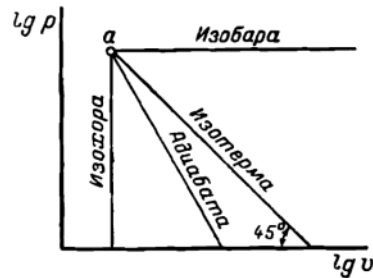


Рис. 4-8.

Политропические процессы очень просто изображаются в логарифмических координатах ($\lg p$ и $\lg v$); действительно, логарифмируя уравнение политропы

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

мы получаем:

$$\lg p + n \lg v = \text{const}.$$

А это есть уравнение прямой с угловым коэффициентом $n = \text{ctg } \alpha$ (рис. 4-7). Таким образом, все политропы в логарифмической системе координат изображаются прямыми линиями; угол α определяет показатель политропы n , и наоборот. На рис. 4-8 нанесены в логарифмической системе изобара ($\alpha = 0^\circ$), изохора ($\alpha = 90^\circ$), изотерма ($\alpha = 45^\circ$) и адиабата (α больше 45°), проходящие через точку a .

ГЛАВА ПЯТАЯ

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

5-1. Круговой процесс или цикл. В каждом тепловом двигателе, т. е. машине, в которой теплота переходит в работу, работающее тело (газ или пар) совершает процесс расширения, потому что положительная работа про-

изводится только при расширении. Продолжительное безостановочное действие двигателя, а следовательно, и получение работы в желаемых больших количествах требуют постоянного повторения рабочим телом процесса расширения. Такое повторение осуществимо двумя способами: 1) рабочее тело, совершив процесс расширения, удаляется из двигателя, и в него вводится свежая порция тела в том же количестве и того же начального состояния и повторяет процесс расширения; 2) рабочее тело, совершив процесс расширения, возвращается в начальное состояние и затем повторяет процесс. В последнем

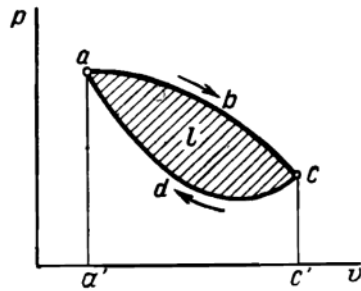


Рис. 5-1.

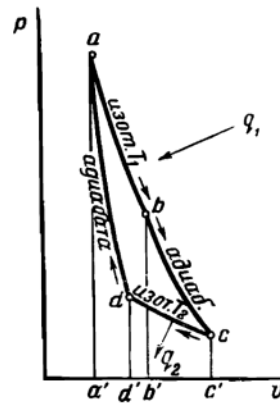


Рис. 5-2.

случае двигатель работает, очевидно, постоянно с одной и той же порцией газа или паром, что вполне целесообразно теоретически, а иногда и практически. Возвращение тела после расширения в начальное состояние возможно только путем сжатия, на которое должна быть затрачена работа извне; естественно, что процесс сжатия должен быть выбран так, чтобы работа, затрачиваемая на сжатие, была меньше работы, получаемой при расширении, т. е. кривая сжатия cda (рис. 5-1) должна в координатной системе pv лежать ниже кривой расширения abc . Таким образом, рабочее тело двигателя изменяет свое состояние по замкнутой фигуре $abcda$, попеременно расширяясь и сжимаясь и периодически возвращаясь в начальное состояние точки a . Такой замкнутый процесс носит название кругового процесса или цикла. На пути abc тело совершает работу расширения $l_1 = \text{пл. } abcc'a'$, а на пути cda на его сжатие затрачивается работа $l_2 = \text{пл. } adcc'a'$ (l_2 — абсо-

лутная величина работы сжатия); поскольку же работа расширения положительна, а работа сжатия отрицательна, то в результате одного кругового процесса $abcd$ тело совершает положительную работу $l=l_1-l_2$, измеряемую разностью обеих площадей, т. е. площадью замкнутой фигуры цикла $abcd$.

Итак, работа кругового процесса изображается в системе pV площадью замкнутой фигуры процесса, причем, очевидно, она положительна, если при обычном расположении координатных осей процесс проходит по часовой стрелке, как в случае рис. 5-1, и отрицательна, — если против. Первое направление процесса ($l>0$) характерно для тепловых двигателей различного рода, как машин, вырабатывающих механическую энергию (прямой процесс); обратное направление ($l<0$) связано с расходом механической энергии на машину, требующую привода извне; таковы, например, холодильные машины и так называемые тепловые насосы (обратный процесс).

Как всякий процесс, и круговой процесс может быть обратимым или необратимым; основными условиями обратимости являются; как мы знаем, механическое и термическое равновесия и отсутствие трения.

5-2. Круговой процесс Карно идеального газа. Рассмотрим простейший круговой процесс, предложенный в 1824 г. французским инженером Карно, как цикл идеального теплового двигателя, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. Такой обратимый процесс 1 кг газа представлен в системе pV на рис. 5-2. Газ начального состояния точки a (рассматриваемый как идеальный) расширяется сначала по изотерме ab , причем его объем увеличивается с v_a до v_b и совершает работу, равную пл. $abb'a'$ и эквивалентную количеству тепла q_1 , получаемому им от внешнего источника тепла с постоянной температурой T_1 . Это количество тепла равно по уравнению (4-17):

$$q_1 = ART_1 \ln \frac{v_b}{v_a} \quad (5-1)$$

В точке b сообщение газу тепла прекращается, и он продолжает расширяться до объема v_c , но уже по адиабате bc , совершая работу, равную пл. $bcc'b'$, исключительно за счет своей внутренней энергии, вследствие чего его температура падает с T_1 в точке b до T_2 в точке c . Начиная же с точки c , газ возвращается в начальное состояние точки a в два приема, а именно сначала он сжимается по

изотерме cd , причем его объем уменьшается с v_c до v_d , на что затрачивается извне работа, равная пл. $dcc'd'$, и от газа отводится эквивалентное ей количество тепла q_2 , отдаваемое внешнему охладителю постоянной температуры T_2 . Это количество тепла равно по абсолютной величине по уравнению (4-17).

$$q_2 = ART_2 \ln \frac{v_c}{v_d}. \quad (5-2)$$

Отвод тепла прекращается в точке d , которая выбирается так, чтобы газ, продолжая сжиматься, но уже адиабатически, вернулся в свое исходное состояние точки a . На это заключительное сжатие по адиабате da извне затрачивается работа, равная пл. $add'a'$, идущая целиком на увеличение внутренней энергии газа, так что его температура возрастает с T_2 до T_1 .

Таким образом, в результате полного цикла газ получает извне на пути ab теплоту q_1 , отдает наружу на пути cd теплоту q_2 и совершает работу l , измеряемую в механических единицах пл. $abcd$.

Так как для полного цикла конечное состояние совпадает с начальным (точка a), то в уравнении (2-7) первого закона термодинамики

$$q = u_2 - u_1 + Al$$

значения внутренней энергии $u_2 = u_1 = u_a$, вследствие чего это уравнение получает простой вид:

$$q = q_1 - q_2 = Al, \quad (5-3)$$

т. е. количество тепла q , равное разности количества тепла, подведенного к рабочему телу и отведенного от него, эквивалентно работе цикла l .

Подставляя в уравнение (5-3) значения q_1 и q_2 по уравнениям (5-1) и (5-2), имеем:

$$Al = q = q_1 - q_2 = AR \left(T_1 \ln \frac{v_b}{v_a} - T_2 \ln \frac{v_c}{v_d} \right). \quad (5-4)$$

Но для адиабаты bc по уравнению (4-30)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_b}{v_c} \right)^{\kappa-1}$$

и аналогично для адиабаты ad

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_a}{v_d}\right)^{\kappa-1}$$

следовательно,

$$\frac{v_b}{v_c} = \frac{v_a}{v_d}, \text{ или } \frac{v_b}{v_c} = \frac{v_c}{v_d} \quad (5.5)$$

Отношение большего объема к меньшему при каком-либо изменении состояния называют степенью сжатия или степенью расширения, смотря по смыслу изменения. По уравнению (5-5) в разбираемом круговом процессе степени изотермического расширения и сжатия одинаковы. Вводя для них обозначение

$$\delta = \frac{v_b}{v_a} = \frac{v_c}{v_d},$$

мы получим после соответствующей подстановки в уравнение (5-4):

$$Al = AR(T_1 - T_2) \ln \delta. \quad (5-6)$$

Эта работа получена нами как разность теплот q_1 и q_2 , но для изотермических процессов ab и dc

$$q_1 = Al_{ab} \text{ и } q_2 = Al_{dc}$$

следовательно,

$$l = l_{ab}$$

т. е. работа цикла Карно равна разности работ изотермических процессов; отсюда заключаем, что работы адиабатических процессов по абсолютной величине одинаковы. Действительно, по уравнению (4-21)

$$l_{bc} = \frac{1}{A}(u_b - u_c) \text{ и } l_{da} = \frac{1}{A}(u_d - u_a),$$

но $u_b = u_a$ и $u_d = u_c$; следовательно,

$$l_{bc} = -l_{da},$$

так что работа, затрачиваемая на адиабатическое сжатие, возвращается при адиабатическом расширении.

Резюмируя изложенное выше, приходим к заключению, что для осуществления разбираемого кругового процесса

и превращения в нем тепла в работу необходимо наличие:

- 1) источника тепла постоянной температуры T_1 , от которого каждый килограмм газа получает за цикл теплоту q_1 ;
- 2) охладителя постоянной температуры $T_2 < T_1$, которому каждый килограмм газа отдает теплоту $q_2 < q_1$, и 3) работающего тела — газа, удерживающего теплоту $q = q_1 - q_2$ и переводящего ее в работу l , причем в согласии с первым законом термодинамики $q = Al$. Работа цикла l получается таким образом, за счет расходования теплоты источника q_1 . Весьма характерно то, что не все количество тепла q_1 , получаемое газом от источника тепла, превращается в работу, а только часть его q ; остальная же теплота $q_2 = q_1 - q$ отдается газом охладителю и, следовательно, в данном процессе не используется, являясь своего рода тепловым отбросом (отходом) кругового процесса. Таким образом, получение работы l связано с переходом количества тепла q_2 от источника тепла к охладителю, т. е. от тела высшей температуры к телу низшей температуры, через посредство работающего тела — газа. Теплота q_2 , отданная охладителю, будучи отбросом данного кругового процесса, вообще является в известной степени практически обесцененной; сохранившись количественно, она изменилась качественно, перейдя от тела с высшей температурой T_1 в тело низшей температуры T_2 . Не только для превращения ее в работу, но и для использования для чисто нагревательных целей необходимо наличие тела еще более низкой температуры, чем T_2 , так что практически может оказаться не всегда возможным. Отброс тепла q_2 тем меньше, чем ниже температура охладителя T_2 , как это отчетливо видно из уравнения (5-2); q_2 равнялось бы нулю лишь в том неосуществимом случае, если бы охладитель поддерживался при температуре абсолютного нуля, т. е. -273°C .

Таким образом, практическое осуществление кругового процесса Карно, в котором теплота источника q_1 целиком превращалась бы в работу, невозможно; часть теплоты источника q_1 передается охладителю и не переходит в работу, так что получение определенной работы l возможно лишь при затрате от источника теплоты $q_1 = Al + q_2$, больше Al .

Использование теплоты источника в круговом процессе, назначением которого является получение работы, оценивается *термическим к. п. д. кругового процесса*

$$\boxed{\eta_t = \frac{Al}{q_1}}, \quad (5-7)$$

который есть, следовательно, *отношение работы процесса к затраченному на нее количеству тепла, полученному от источника*. В связи с уравнением (5-3) термический к. п. д. может быть дан в следующих вариантах:

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{q}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (5-8)$$

Очевидно, что всегда $\eta_t < 1$; существенной задачей термодинамического исследования является изучение способов возможного повышения η_t , т. е. повышения экономичности круговых процессов тепловых двигателей.

Коэффициент полезного действия разбираемого цикла Карно по уравнению (5-7) в связи с уравнениями (5-1) и (5-6)

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{AR(T_1 - T_2) \ln \delta}{ART_1 \ln \delta} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (5-9)$$

Таким образом, к. п. д. *обратимого газового цикла Карно вполне определяется отношением крайних температур цикла T_1 и T_2* , возрастая с увеличением высшей температуры T_1 и с уменьшением низшей температуры T_2 , а следовательно, и с увеличением разности этих температур, т. е. *падения температуры в цикле или температурного перепада*. Температурный перепад в цикле является необходимым условием получения работы; при $T_2 = T_1$ к. п. д. $\eta_t = 0$, т. е. работа отсутствует. Практически всегда $\eta_t < 1$, т. е. не вся теплота, полученная от источника, используется в цикле, превращаясь в работу; лишь в абстрактном случае $\eta_t = 1$, именно при $T_2 = 0$, т. е. если охладитель поддерживается при температуре абсолютного нуля¹.

Теперь мы получаем подтверждение того положения, что температура ниже абсолютного нуля, которому соответствуют -273°C , невозможна; это следует из того, что при возможности существования или получения более низкой температуры, т. е. при $T_2 < 0$, к. п. д. цикла Карно был бы больше единицы и, следовательно, $Al > q_1$, что противоречит первому закону термодинамики и принципу сохранения энергии.

Средствами для повышения η_t цикла Карно являются повышение температуры T_1 источника тепла и понижение тем-

¹ Достигнуть абсолютного нуля ($T=0^\circ$ абс.) согласно тепловой теореме Нернста невозможно не только практически, но и теоретически. Таким образом, при конечной разности температур между источником и охладителем η_t всегда меньше единицы. (Прим. ред.)

и превращения в нем тепла в работу необходимо наличие:

- 1) источника тепла постоянной температуры T_1 , от которого каждый килограмм газа получает за цикл теплоту q_1 ;
- 2) охладителя постоянной температуры $T_2 < T_1$, которому каждый килограмм газа отдает теплоту $q_2 < q_1$, и 3) работающего тела — газа, удерживающего теплоту $q = q_1 - q_2$ и переводящего ее в работу l , причем в согласии с первым законом термодинамики $q = Al$. Работа цикла l получается, таким образом, за счет расходования теплоты источника q_1 . Весьма характерно то, что не все количество тепла q_1 , получаемое газом от источника тепла, превращается в работу, а только часть его q ; остальная же теплота $q_2 = q_1 - q$ отдается газом охладителю и, следовательно, в данном процессе не используется, являясь своего рода тепловым отбросом (отходом) кругового процесса. Таким образом, получение работы l связано с переходом количества тепла q_2 от источника тепла к охладителю, т. е. от тела высшей температуры к телу низшей температуры, через посредство работающего тела — газа. Теплота q_2 , отданная охладителю, будучи отбросом данного кругового процесса, вообще является в известной степени практически обесцененной; сохранившись количественно, она изменилась качественно, перейдя от тела с высшей температурой T_1 в тело низшей температуры T_2 . Не только для превращения ее в работу, но и для использования для чисто нагревательных целей необходимо наличие тела еще более низкой температуры, чем T_2 , так что практически может оказаться не всегда возможным. Отброс тепла q_2 тем меньше, чем ниже температура охладителя T_2 , как это отчетливо видно из уравнения (5-2); q_2 равнялось бы нулю лишь в том неосуществимом случае, если бы охладитель поддерживался при температуре абсолютного нуля, т. е. -273°C .

Таким образом, практическое осуществление кругового процесса Карно, в котором теплота источника q_1 целиком превращалась бы в работу, невозможно; часть теплоты источника q_1 передается охладителю и не переходит в работу, так что получение определенной работы l возможно лишь при затрате от источника теплоты $q_1 = Al + q_2$ больше Al .

Использование теплоты источника в круговом процессе, назначением которого является получение работы, оценивается *термическим к. п. д. кругового процесса*

$$\boxed{\eta_t = \frac{Al}{q_1}}, \quad (5-7)$$

который есть, следовательно, *отношение работы процесса к затраченному на нее количеству тепла, полученному от источника*. В связи с уравнением (5-3) термический к. п. д. может быть дан в следующих вариантах:

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{q}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (5-8)$$

Очевидно, что всегда $\eta_t < 1$; существенной задачей термодинамического исследования является изучение способов возможного повышения η_t , т. е. повышения экономичности круговых процессов тепловых двигателей.

Коэффициент полезного действия разбираемого цикла Карно по уравнению (5-7) в связи с уравнениями (5-1) и (5-6)

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{AR(T_1 - T_2) \ln \delta}{ART_1 \ln \delta} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (5-9)$$

Таким образом, к. п. д. *обратимого газового цикла Карно вполне определяется отношением крайних температур цикла T_1 и T_2* , возрастая с увеличением высшей температуры T_1 и с уменьшением низшей температуры T_2 , а следовательно, и с увеличением разности этих температур, т. е. *падения температуры в цикле или температурного перепада*. Температурный перепад в цикле является необходимым условием получения работы; при $T_2 = T_1$ к. п. д. $\eta_t = 0$, т. е. работа отсутствует. Практически всегда $\eta_t < 1$, т. е. не вся теплота, полученная от источника, используется в цикле, превращаясь в работу; лишь в абстрактном случае $\eta_t = 1$, именно при $T_2 = 0$, т. е. если охладитель поддерживается при температуре абсолютного нуля¹.

Теперь мы получаем подтверждение того положения, что температура ниже абсолютного нуля, которому соответствуют -273°C , невозможна; это следует из того, что при возможности существования или получения более низкой температуры, т. е. при $T_2 < 0$, к. п. д. цикла Карно был бы больше единицы и, следовательно, $Al > q_1$, что противоречит первому закону термодинамики и принципу сохранения энергии.

Средствами для повышения η_t цикла Карно являются повышение температуры T_1 источника тепла и понижение тем-

¹ Достигнуть абсолютного нуля ($T=0^\circ$ абс.) согласно тепловой теореме Нернста невозможно не только практически, но и теоретически. Таким образом, при конечной разности температур между источником и охладителем η_t всегда меньше единицы. (Прим. ред.)

пературы T_2 охладителя; но наиболее доступными и практически применимыми охладителями в теплосиловых установках являются вода и атмосферный воздух, среднюю температуру которых можно полагать равной 10°C . При $T_2 = 273 + 10 = 283^\circ\text{K}$ повышение T_1 дает следующий результат:

$t_1 =$	200	400	600	800	1 000	1 200
	°C					
$T_1 =$	473	673	873	1 073	1 273	1 473
	°K					
$\eta_t =$	0,4	0,58	0,68	0,74	0,78	0,81

Коэффициент полезного действия обратимого цикла Карно $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, где T_1 — температура источника тепла и T_2 — температура охладителя, получен нами для идеальных газов с характеристическим уравнением $pV = RT$ и при $k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$.

Поскольку в выражение для к. п. д. не входит газовая постоянная R , он, очевидно, для всех идеальных газов одинаков. Характерная особенность цикла Карно состоит в том, что его к. п. д. вообще не зависит от природы работающего тела, как это будет доказано несколько позднее (§ 5-5), т. е. при данных T_1 и T_2 он одинаков не только для всех реальных газов, но и для паров любых жидкостей и при этом больше к. п. д. любого другого цикла в тех же пределах температур. Поэтому цикл Карно является идеальным теоретическим циклом любого теплового двигателя, хотя в действительности по ряду практических соображений и не осуществляется.

Необходимо иметь в виду, что полученный нами к. п. д. цикла Карно относится к обратимому круговому процессу; все действительные процессы, как мы знаем, необратимы; необратимость же связана с потерей работы. Поэтому к. п. д. необратимого цикла Карно всегда меньше $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, где T_1 и T_2 — абсолютные температуры источника и охладителя. Если, например, не выполнено условие температурного равновесия и газ расширяется изотермически при температуре $T_1' < T_1$, а сжимается при $T_2' > T_2$, то очевидно, что к. п. д. цикла $\eta_t' = 1 - \frac{T_2'}{T_1'} < 1 - \frac{T_2}{T_1}$. Завихрения, получающиеся при

отсутствии механического равновесия, и наличие трения связаны с потерей работы, т. е. с уменьшением к. п. д. цикла.

5-3. Обратный цикл Карно. Рассмотрим теперь обратный газовый цикл Карно, проходимый в диаграмме pV в направ-

лении против часовой стрелки (рис. 5-3). Газ начального состояния точки *a* расширяется сначала по адиабате *ad*, причем его температура падает с T_1 до T_2 , а затем по изотерме *dc*. При изотермическом расширении газ получает извне от тела с постоянной температурой T_2 количество тепла q_2 .

Далее, газ подвергается сжатию — сначала по адиабате *cb*, причем его температура повышается с T_2 до T_1 , а затем — по изотерме *ba*. При изотермическом сжатии газ отдает внешнему телу с постоянной температурой T_1 количество тепла q_1 . В результате полного цикла *adcb* на него затрачена извне работа l , измеряемая на общих основаниях пл. *abcd* и переходящая в эквивалентное ей количество тепла $q = Al$; от холодного тела с температурой T_2 получена теплота q_2 , а теплоте телу с температурой T_1 передана теплота q_1 .

Но по уравнению первого закона для данного цикла

$$q_2 - q_1 = -Al,$$

где q_1 и l — абсолютные величины, т. е.

$$q_1 = q_2 + Al.$$

Таким образом, в результате цикла *adcb* получается перенос через посредство газа количества тепла q_2 от холодного тела к теплоте, связанный с затратой работы извне; другими словами, теплота q_2 с низшего температурного уровня поднимается на высший уровень, вследствие чего установку, работающую по такому циклу, можно назвать тепловым насосом. Необходимым условием перехода тепла от холодного тела к теплоте является, как видим, затрата работы извне; без затраты работы сам собой такой переход невозможен.

Обратный цикл Карно является идеальным циклом холодильных установок. При данной температуре t_1 (например, температуре машинного помещения, равной 20°C) соответственным выбором степени адиабатического расширения можно получить требуемую холодильной установкой низкую

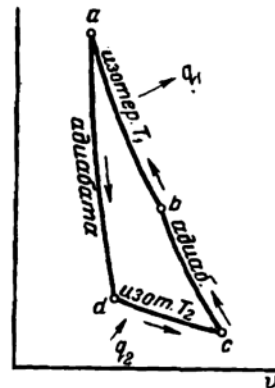


Рис. 5-3.

температуру t_2 (например, -10°C). При изотермическом расширении dc газ забирает при этой температуре количество тепла q_2 из охлаждаемого помещения, поддерживая его, таким образом, в свою очередь теоретически при этой же температуре, а практически при несколько высшей.

5-4. Второй закон термодинамики. Первый закон термодинамики устанавливает эквивалентность тепловой и механической энергии и количественное соотношение при переходе одного вида энергии в другой, ничего не говоря об условиях, при которых этот переход возможен. Превращение работы в теплоту в общем не связано с затруднениями и ограничениями; так, например, работа трения, работа сжатия, работа, затрачиваемая на обратный цикл Карно, полностью переходит в теплоту; работу любого двигателя путем торможения можно полностью перевести в теплоту. Совершенно иначе обстоит дело с переводом тепла в работу. В круговом процессе Карно, который, как было сказано, является идеальным и наиболее экономичным циклом, теплота не может быть полностью превращена в работу; часть тепла в цикле не используется, являясь своего рода отбросом, переходит с высшего температурного уровня на низший и, таким образом, в известной степени обесценивается, понижает свое качество. Далее, как мы видели, для использования в круговом процессе Карно теплоты источника необходимо наличие охладителя, т. е. тела более низкой температуры, чем источник, — необходим температурный перепад.

Невозможность перевода теплоты источника полностью в работу и необходимость наличия наряду с источником тепла тела более низкой температуры — охладителя, к которому неизбежно переходит часть теплоты источника, не превращаемая в работу, не являются, конечно, особенностями цикла Карно, а присущи всем круговым процессам, потому что, как это будет показано несколько позже, любой цикл можно разбить на ряд элементарных циклов Карно, совокупное действие которых одинаково по результатам с данным циклом.

Отсутствие тел с естественной температурой, более низкой, чем температура атмосферного воздуха и воды в морях и реках, приводит к тому, что громадные запасы даровой тепловой энергии, в них заключающиеся, практически не могут быть использованы для превращения их в работу; искусственное же понижение температуры свя-

зано, как мы видели, с затратой работы, равной работе двигателя при том же температурном перепаде.

Все естественные тепловые процессы в природе односторонни и состоят в переходе тепла от тел с высшей температурой к телам с низшей температурой, в связи с чем происходит выравнивание температур, или в превращении работы в теплоту. Обратный переход тепла от холодного тела к теплomu естественным порядком, самотеком, согласно нашим представлениям в условиях земной действительности невозможен; такое поднятие теплоты с низшего температурного уровня на высший требует, как мы видели, затраты на него работы.

Превращение тепла в работу возможно только при выполнении особых условий.

Особенностью тепловой энергии, понимаемой как энергия движения мельчайших частиц тела, является то, что это — энергия движения неправильного, беспорядочного. Такое движение является наиболее вероятным. Всякое упорядоченное движение легко нарушается, т. е. имеет склонность переходить в беспорядочное как наиболее вероятное. Поскольку тепловое движение частиц как беспорядочное является наиболее вероятным, все виды энергии легко переходят в теплоту. Обратный переход, являющийся переходом от более вероятного состояния к менее вероятному, вообще говоря, затруднителен и возможен только при наличии определенных условий.

Все искусственные процессы всегда сопровождаются дополнительным естественным процессом. Например, перевод тепла в работу неразрывно связан с переходом тепла от источника к охладителю; перенос тепла от холодного тела к теплomu связан с превращением в теплоту работы, затрачиваемой на цикл.

Изложенные характерные свойства тепловой энергии устанавливаются так называемым вторым законом термодинамики, даваемым различными авторами в различных формулировках, из которых приведем наиболее распространенные:

1. *Теплота не может сама собой переходить от холодного тела к теплomu без затраты работы.*

2. *Для перевода теплоты в работу необходимо наличие, кроме источника тепла, охладителя более низкой температуры, т. е. необходим температурный перепад.*

3. *Теплота наиболее холодного тела в данной системе не может служить источником работы.*

4. В круговом процессе теплота источника не может быть полностью превращена в работу.

5. Все естественные процессы являются переходом от менее вероятных к более вероятным состояниям.

Все эти формулировки устанавливают одну и ту же особенность тепловой энергии, хотя с различных точек зрения.

5-5. Теорема Карно. Пользуясь вторым законом термодинамики, можно доказать так называемую теорему

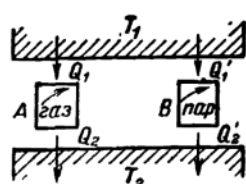


Рис. 5-4.

Карно, состоящую в том, что к. п. д. обратимого кругового процесса Карно не зависит от природы работающего тела. Положим, что два двигателя A и B (рис. 5-4) работают по обратимым циклам Карно в одинаковых пределах температуры T_1 и T_2 , где T_1 —постоянная температура источника тепла; T_2 —постоянная температура охладителя, и совершают одинаковую работу L , причем работающим телом машины A служит газ, а машины B —какой-либо пар. Газ получает от источника теплоту Q_1 и отдает охладителю теплоту Q_2 , пар же получает теплоту Q_1' и отдает Q_2' причем $AL = Q_1 - Q_2 = Q_1' - Q_2'$. В таком случае к. п. д. циклов газового двигателя η_t и парового η_t' равны соответственно

$$\eta_t = \frac{AL}{Q_1} \quad \text{и} \quad \eta_t' = \frac{AL}{Q_1'}$$

Рассмотрим три случая:

- 1) $\eta_t' > \eta_t$, т. е. $Q_1' < Q_1$,
- 2) $\eta_t' < \eta_t$, т. е. $Q_1' > Q_1$;
- 3) $\eta_t' = \eta_t$, т. е. $Q_1' = Q_1$.

Положим, что $\eta_t' > \eta_t$ и заставим машину A совершать обратный круговой процесс, при котором она потребует затраты на нее работы L ; для ее привода используем паровой двигатель B (рис. 5-5). Само собой разумеется, что переход машины A с прямого цикла на обратный не имеет ничего общего с переменной направлением вращения ее вала: судовой двигатель как при переднем, так и при заднем хо-

дах работает как двигатель, т. е. по прямому круговому процессу; стрелки на рис. 5-4 и 5-5 указывают направление осуществляемого в машине цикла, а не направление ее вращения. Таким образом, работа установки, состоящей из па-

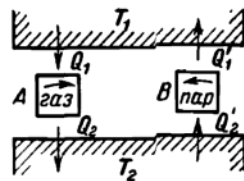


Рис. 5-5.

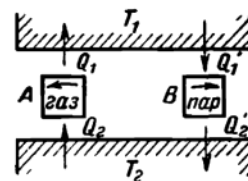


Рис. 5-6.

рового двигателя B и приводимого им газового теплового насоса A , будет происходить следующим образом. Пар по-прежнему получает от источника теплоту Q'_1 и отдает охладителю Q'_2 , совершая работу $AL = Q'_1 - Q'_2$, газ же забирает от охладителя теплоту Q_2 и передает источнику теплоту $Q_1 = Q_2 + AL$. Следовательно, по-прежнему

$$Q'_1 - Q'_2 = Q_1 - Q_2 = AL$$

и

$$Q_1 - Q'_1 = Q_2 - Q'_2,$$

т. е. в результате одного цикла всей установки источник получает $(Q_1 - Q'_1)$ ккал ($Q_1 > Q'_1$) и столько же отдает охладитель, так как в конечном счете работа установки равна нулю, поскольку работа двигателя B поглощается насосом A . Таким образом, мы имеем в данной установке перенос теплоты $Q_2 - Q'_2 = Q_1 - Q'_1$ от холодного тела к теплему без затраты работы, что противоречит второму закону термодинамики. Отсюда заключаем, что η'_i не может быть больше η_i .

Положим теперь, что $\eta'_i < \eta_i$ и заставим машину B совершать обратный круговой процесс, используя для ее привода газовый двигатель A (рис. 5-6). По-прежнему

$$Q_1 - Q_2 = Q'_1 - Q'_2 = AL$$

и, следовательно,

$$Q'_1 - Q_1 = Q'_2 - Q_2,$$

т. е. источник получает $(Q_1' - Q_1)$ кал ($Q_1' > Q_1$) и столько же отдает охладитель, так что теплота в этом количестве переходит от холодного тела к теплоте без затраты работы, что невозможно. Значит, η_t' не может быть меньше η_t , а раз η_t' не больше и не меньше η_t , то, очевидно, $\eta_t' = \eta_t$. Но для газов $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$; следовательно, и для всех паров к. п. д. цикла Карно определяется тем же выражением, т. е. предельными температурами процесса, т. е. он не зависит от природы работающего тела.

5-6. Энтропия тела. Для обратимого цикла Карно

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

где q_1 — количество тепла, полученного рабочим телом от источника тепла температуры T_1 ;

q_2 — абсолютная величина количества тепла, отданного телом холодильнику температуры T_2 .

Следовательно,

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}.$$

Так как по смыслу q_1 и q_2 имеют разные знаки, то можно написать:

$$-\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}$$

и, следовательно,

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = \sum \frac{q}{T} = 0,$$

что можно сформулировать так: *для обратимого цикла Карно алгебраическая сумма частных, полученных деле-*

* Теплу q_1 дан в данном случае отрицательный знак, а теплу q_2 — положительный из следующих соображений. Тепло q_2 посредством рабочего тела передается холодильнику и согласно принятому правилу знаков как тепло, сообщаемое данному телу (холодильнику), должно иметь положительный знак. Тепло q_1 посредством рабочего тела отнимается от источника тепла и по аналогичным соображениям должно иметь знак минус. (Прим. ред.)

нием количества тепла на абсолютную температуру, при которой это тепло подводится или отводится, равна нулю.

Нетрудно доказать, что это справедливо не только для цикла Карно, но и для любого обратимого цикла.

Положим, что имеем обратимый круговой процесс какого-либо тела самого общего характера $abcd$ в системе pV (рис. 5-7). Проведя ряд

бесконечно близких адиабат, мы разобьем наш цикл на бесконечно большое число элементарных циклов $efgh$, $fmng$ и т. д., состоящих каждый из двух адиабат и двух элементарных отрезков контура данного цикла. А поскольку вследствие бесконечно малой длины этих отрезков изменения температуры по ним бесконечно малы, в пределе можно считать эти отрезки изотермами. Таким образом, при бесконечно большом числе элементарных циклов их можно полагать элементарными циклами Карно. Совокупное действие этих циклов одинаково с круговым процессом $abcd$. Действительно, все адиабаты (eh , fg и т. д.) проходятся телом дважды в противоположных направлениях; работа расширения по адиабате fg цикла $efgh$ равна работе сжатия по адиабате gf цикла $fmng$, так что адиабатические процессы на величину работы в конечном счете не влияют, теплота же во время этих процессов не подводится и не отводится. Следовательно, суммарное действие элементарных циклов сводится к совокупному действию элементарных процессов ef , fm , ng , gh и т. д., т. е. одинаково с круговым процессом по контуру $abcd$.

Для каждого элементарного цикла Карно согласно предыдущему

$$\sum \frac{dq}{T} = 0$$

и, следовательно, для совокупности бесконечно большого числа этих элементарных циклов, т. е. для цикла $abcd$,

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

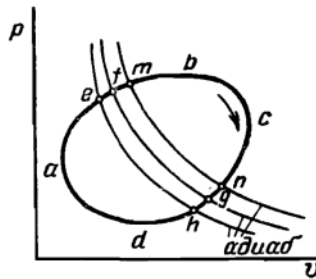


Рис. 5-7

где \oint обозначает интеграл, взятый по всему замкнутому контуру.

Если же интеграл, взятый по любому замкнутому контуру, равен нулю, то, как известно, под интегралом имеется полный дифференциал, т. е. для обратимых процессов

$$\frac{dq}{T} = ds \quad (5-10)$$

есть полный дифференциал некоторой функции s , определяемой состоянием тела, которой дано название энтропии. А так как для обратимых процессов по уравнению (2-10)

$$dq = du + A dl,$$

то элементарное изменение энтропии тела

$$ds = \frac{du + A dl}{T} \quad (5-11)$$

Поскольку энтропия определяется состоянием тела, естественно, ее изменение вполне определяется начальным и конечным состоянием и не зависит от пути, по которому происходит изменение.

Для необратимого цикла Карно, как мы знаем,

$$\eta_{\text{К}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1};$$

следовательно,

$$\frac{q_2}{q_1} > \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1}$$

Если же учесть различие в знаках q_1 и q_2 , то можно написать:

$$\left(\frac{q_2}{T_2} - \frac{q_1}{T_1} \right) > 0.$$

или

$$\sum \frac{q}{T} > 0,$$

а для любого необратимого цикла

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

Поскольку

$$\oint \frac{dq}{T} = \oint ds,$$

где под изменением энтропии имеется в виду изменение энтропии всей системы (т. е. рабочего тела, источника тепла и холодильника) в результате кругового процесса, о чем подробнее говорится в § 5-12, то для необратимых циклов

$$\oint \frac{dq}{T} = \oint ds > 0,$$

следовательно, для необратимых процессов

$$ds > 0, \quad (5-12)$$

где ds — элементарное изменение энтропии системы.

Необходимо отчетливо уяснить себе, что во всех случаях как обратимых, так и необратимых процессов элементарное изменение энтропии тела

$$ds = \frac{du + A dl}{T}$$

Для необратимых процессов в соответствии с изложенным в § 2-5

$$ds = \frac{dq + dq_r}{T} = \frac{dq}{T} + \frac{dq_r}{T} \quad (5-13)$$

где dq_r — элементарное количество тепла, связанное необратимостью процесса.

Из уравнения (5-10) мы получаем для обратимых процессов:

$$\boxed{dq = Tds} \quad (5-14)$$

основное уравнение, полученное как следствие второго закона термодинамики; поэтому его можно считать аналитическим выражением этого закона для обратимых процессов.

Аналогично для необратимых процессов из равенства (5-13)

$$dq < Tds, \quad (5-15)$$

что можно рассматривать как аналитическое выражение второго закона для необратимых процессов.

Поскольку всегда $T > 0$, то согласно уравнению (5-14) в обратимых процессах dq и ds имеют одинаковые знаки.

т. е. сообщение телу тепла связано с увеличением энтропии, отвод же тепла от тела — с ее уменьшением.

Таким образом, в добавление к параметрам p , v , t , u и i мы получили новую величину, определяемую состоянием тела и, следовательно, характеризующую состояние тела, т. е. новый параметр — энтропию s . Усвоение понятия энтропии связано для начинающего с большими затруднениями, потому что ее физическое значение не может быть истолковано достаточно просто и наглядно и она не поддается непосредственному измерению какими-либо приборами. Больцман в одном из своих исследований при пользовании статистическим методом показал, что изменение энтропии газа прямо пропорционально натуральному логарифму вероятности и, следовательно, энтропия может быть мерой вероятности состояния газа. Для наших целей совершенно достаточно рассматривать энтропию как функцию состояния тепла, определяемую в любом состоянии расчетным порядком, пользование которой во многих случаях существенно упрощает как теоретические выводы, так и практические расчеты. Как следует из уравнения (5-10), энтропия измеряется в тех же единицах, что и теплоемкость, а именно для 1 кг тела в *ккал/кг·град*.

5-7. Энтропия идеального газа. Согласно уравнению (5-11)

$$ds = \frac{du + A dl}{T}$$

где du — элементарное изменение внутренней энергии тела;
 $dl = p dv$ — элементарная работа расширения.

Подставляя для идеального газа $du = c_v dT$, получаем:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + A \frac{p}{T} dv,$$

а так как из характеристического уравнения $pv = RT$

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

то

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v} \quad (5-16)$$

Уравнение (5-16) дает приращение энтропии при бесконечно малом изменении состояния газа как функцию переменных T и v ; очевидно, что это приращение может быть выражено как функция любой пары из трех переменных p , v и T , свя-

110

занных между собой уравнением состояния $p v = R T$ дифференцируя которое, имеем:

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

а разделив на $p v$:

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

или

$$\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = \frac{dT}{T} \quad (5-17)$$

Полученное нами уравнение (5-17) есть не что иное, как уравнение состояния идеального газа в дифференциальной форме. Подставляя из него в уравнение (5-16)

$$\frac{dv}{v} = \frac{dT}{T} - \frac{dp}{p}$$

получаем:

$$\begin{aligned} ds &= c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p} = (c_v + AR) \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p} = \\ &= c_p \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p} \end{aligned} \quad (5-18)$$

— элементарное изменение энтропии газа как функцию переменных T и p . Если, наконец подставить в уравнение (5-16) из уравнения (5-17)

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

получим:

$$\begin{aligned} ds &= c_v \frac{dp}{p} + c_v \frac{dv}{v} + AR \frac{dv}{v} = c_v \frac{dp}{p} + (c_v + AR) \frac{dv}{v} = \\ &= c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v} \end{aligned} \quad (5-19)$$

— приращение энтропии как функцию переменных p и v .
Уравнения (5-16), (5-18) и (5-19) дают приращение энтропии при бесконечно малом изменении состояния газа; для конечного изменения состояния изменение энтропии получается интегрированием этих уравнений в соответствующих пределах. Если полагать c_p и c_v постоянными, то в результате интегрирования имеем:

из уравнения (5-16)

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5-20)$$

уравнения (5-18)

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{p_1}{p_2}; \quad (5-21)$$

из уравнения (5-19)

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \left(\ln \frac{p_2}{p_1} + k \ln \frac{v_2}{v_1} \right) = c_v \ln \frac{p_2 v_2^k}{p_1 v_1^k} \quad (5-22)$$

Если известна функциональная зависимость c_p и c_v от температуры для реальных газов, то интегрирование уравнений (5-16), (5-18) и (5-19) тоже не представляет затруднений, хотя в результате получаются формулы более сложные, чем (5-20) — (5-22). Полагая, например, что в случае двухатомных газов

$$\begin{aligned} c_v &= a_v + bt = a_v + b(T - 273) = \\ &= (a_v - 273b) + bT = a'_v + bT \end{aligned}$$

где $a'_v = a_v - 273b$, и делая соответствующую подстановку в уравнение (5-16), имеем:

$$ds = (a'_v + bT) \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v} = a'_v \frac{dT}{T} + b dT + AR \frac{dv}{v}$$

следовательно,

$$s_2 - s_1 = a'_v \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) + AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Интегрированием дифференциальных уравнений (5-16), (5-18) и (5-19) мы получаем изменения энтропии ($s_2 - s_1$) в процессе, которые только и играют роль в большинстве термодинамических расчетов, абсолютная же величина энтропии в данном состоянии большей частью практического интереса не представляет¹. Мы можем, следовательно, вести отсчет значений энтропии газа s от любого состояния

¹Исключением являются случаи приложения термодинамических уравнений к химическим процессам, т. е. к процессам, в которых изменяется химический состав вещества. В этих случаях практический интерес представляют и абсолютные значения энтропии (*Прим. ред*)

p_0, v_0, T_0 , приняв для него условно $s_0=0$, т. е. определять энтропию s в других состояниях как приращения (положительные или отрицательные) относительно этого исходного состояния. В таком случае, например, уравнение (5-21) дает для состояния p, v, T :

$$s = c_p \ln \frac{T}{T_0} + AR \ln \frac{p}{p_0} = c_p \ln T - AR \ln p + \\ + (AR \ln p_0 - c_p \ln T_0) = c_p \ln T - AR \ln p + \text{const.}$$

г:

$$\text{const} = AR \ln p_0 - c_p \ln T_0.$$

Обыкновенно полагают для газов $s_0=0$ при $p_0 = 1,033 \text{ ама}$ $T_0 = 273^\circ \text{ К} (t_0 = 0^\circ \text{ С})$.

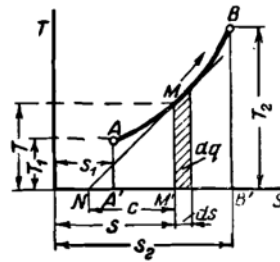
Таким образом, мы имеем шесть величин, характеризующих состояние газа: p, v, T, u, i и s , причем первые три связаны между собой для идеального газа уравнением $pv=RT$, т. е. две из них однозначно определяют третью, а также относительную величину энтропии s по уравнениям (5-16), (5-18) и (5-19). Что касается внутренней энергии u и энтальпии i , то для идеального газа они являются функциями только температуры T и только ею определяются. Поэтому любая пара из шести параметров, за исключением пар T и u, T и i, u и i , определяет остальные четыре параметра, а следовательно, и состояние газа. Каждая же из величин T, u и i в отдельности определяет две остальные, но не прочие параметры (p, v и s), а следовательно, они и в паре друг с другом состояния газа не определяют¹.

5-8. Тепловая диаграмма Ts . Поскольку каждому состоянию тела соответствуют определенные значения T и s , можно воспользоваться этими величинами для графического изображения состояния в виде точки, а процесса в общем случае — в виде кривой в прямоугольной координатной системе, откладывая как ординаты величины T , а как абсциссы — одновременные значения энтропии s , совершенно аналогично тому, как мы это делали в рабочей диаграмме pv . На рис. 5-8 нанесена кривая AB обратимого процесса общего характера в системе Ts и стрелкой указано его направление.

¹ Это исключение имеет место только для идеального газа. Для реальных веществ любые два параметра, в том числе T и u, T и i, u и i , определяют состояние вещества. (Прим. ред.)

При бесконечно малом ds площадь заштрихованной полоски равна $T ds = dq$; следовательно, площадь $ABB'A'$, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, короче — площадь под кривой процесса, равная $\int_{s_1}^{s_2} T ds$, представляет собой количество тепла q , в данном случае сообщенное телу извне, поскольку процесс связан с увеличением энтропии.

Таким образом, диаграмма в системе Ts имеет ценное свойство давать в виде площади под кривой обратимого



ис. 5-8

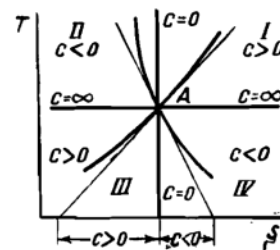


Рис. 5-9.

процесса количество тепла q , полученное телом извне или отдаваемое им наружу, почему и носит название тепловой диаграммы. Из нее хорошо видно, что изменение энтропии как функции состояния вполне определяется начальным и конечным состояниями тела, т. е. точками A и B ; количество же тепла q , сообщаемое телу, зависит от характера процесса, т. е. кривой AB .

Подкасательная кривой процесса в системе Ts дает, как нетрудно видеть, значение весовой теплоемкости c этого процесса в данном состоянии по величине и знаку. Действительно, величина подкасательной в точке M по правилу аналитической геометрии

$$NM' = T \frac{ds}{dT} = \frac{dq}{dT} = c,$$

причем подкасательная положительна, если лежит влево от точки M' , и отрицательна, если лежит вправо; на рис. 5-8 теплоемкость c положительна.

Проведя через точку A , изображающую некоторое состояние тела в системе Ts (рис. 5-9), горизонталь и верти-

каль, мы разделим всю координатную плоскость на четыре квадранта и на основании только что изложенного можем заметить следующее.

Изменению состояния тела из точки A по любой кривой в квадрантах I и III соответствует теплоемкость $c > 0$ и, следовательно, поскольку $c = \frac{dq}{dT}$, dq и dT имеют одинаковые знаки, т. е. при сообщении телу тепла его температура возрастает; для понижения температуры необходимо от тела отводить теплоту.

Изменению состояния тела из точки A по любой кривой в квадрантах II и IV соответствует теплоемкость $c < 0$, т. е. dq и dT имеют обратные знаки. Несмотря на сообщение телу тепла, его температура падает; повышение температуры имеет место при одновременном отводе тепла от тела. Объяснение этих несколько необычных соотношений было уже нами дано раньше (§ 4-6).

Изменению состояния тела по вертикальной линии соответствует $c = 0$ и, следовательно, $dq = 0$, т. е. в этом случае теплота телу не сообщается и от него не отводится, что, впрочем, непосредственно видно из тепловой диаграммы; это — адиабатический процесс.

Изменению состояния тела по горизонтальной линии соответствует $c = \infty$; то же получается и из соотношения $c = \frac{dq}{dT}$, поскольку для горизонтали в системе Ts имеем: $T = \text{const}$ и $dT = 0$, а dq не равно нулю; это — изотермический процесс.

Таким образом, тепловая диаграмма Ts , кроме изменения температуры и энтропии в процессе, отчетливо устанавливает, сообщается теплота или отводится, и в каком количестве, а также позволяет определить в любом состоянии истинную теплоемкость тела c . Эти свойства тепловой диаграммы делают ее весьма ценной для термодинамических исследований и объясняют широкое применение ее наряду с рабочей диаграммой pV .

Для необратимых процессов по уравнению (5-13)

$$ds = \frac{dq}{T} + \frac{dq_r}{T}$$

и, следовательно,

$$dq + dq_r = T ds \quad (5-23)$$

8*

115

и для конечного процесса

$$q + q_r = \int_{s_1}^{s_2} T ds. \quad (5-24)$$

Но необратимые процессы могут быть изображены Ts - или pV -диаграмме только условно.

5-9. Газовые процессы в тепловой диаграмме Ts . В гл. 4 мы исследовали специальные частные обратимые процессы идеального газа и дали их изображение в диаграмме pV . Теперь в той же последовательности рассмотрим, как изображаются эти процессы в тепловой диаграмме Ts .

1. **Изохорический процесс.** При $v = \text{const}$

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_v dT}{T}$$

следовательно,

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{dT}{T}, \quad (5-25)$$

при $c_v = \text{const}$

$$s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (5-26)$$

Изохора в системе Ts изображается кривой AB (рис. 5-10), поднимающейся слева направо и обращенной выпуклостью вниз (при $c_v = \text{const}$ это — так называемая логарифмическая

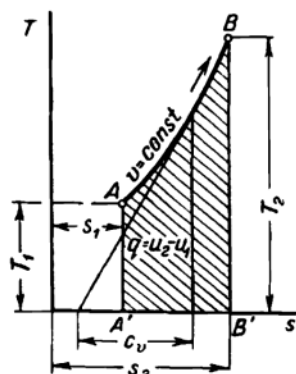


Рис. 5-10.

кривая); подкасательная кривой в любой ее точке дает истинное значение теплоемкости c_v . Что изохора имеет именно такой характер, вытекает из следующих соображений: вся сообщаемая газу теплота идет на увеличение его внутренней энергии, т. е. при $ds > 0$ и $dT > 0$; следовательно, кривая поднимается слева направо. Постоянство подкасательной (при $c_v = \text{const}$) возможно только при кривой, обращенной выпуклостью вниз; увеличение c_v с температурой делает

изохору более пологой, но общий ее характер сохраняется.

Площадь $ABB'A'$ под изохорой дает в известном масштабе количество тепла q , равное изменению внутренней энергии ($u_2 - u_1$).

Так как для идеального газа c_p есть функция только температуры, то очевидно, что изменение энтропии в изохорическом процессе по уравнению (5-25) зависит исключительно от изменения температуры и не зависит от объема, т. е. для всех изохор в данных пределах температуры одинаково. Следовательно, все изохоры данного газа одинаковы и лишь смещены одна относительно другой в горизонтальном направлении на одинаковые по всем горизонталям расстояния для любой их пары. Это расстояние между изохорами v_1 и v_2 , равное изменению энтропии по изотерме, получается из уравнения (5-20) при $T = \text{const}$ как

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Оно определяется, как видим, отношением объемов при $v_2 > v_1$ и $s_2 > s_1$, т. е. чем объем больше, тем изохора дальше от оси ординат (рис. 5-11).

2. Изобарический процесс. При $p = \text{const}$

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_p dT}{T} \quad (5-27)$$

следовательно,

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T}$$

при $c_p = \text{const}$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5-28)$$

Изобара в системе Ts изображается кривой AB (рис. 5-12) подобно изохоре, поднимающейся слева направо и обращенной выпуклостью вниз (при $c_p = \text{const}$ изобара — логарифмическая кривая); подкасательная кривой в любой ее точке дает истинное значение теплоемкости c_p . А так как $c_p > c_v$, то очевидно, что изобара в системе Ts положе изохоры, проходящей через ту же точку. Следует отметить соответствие взаимного расположения изохоры и изобары в системах Ts и pv ; в системе pv изохора тоже круче изобары.

Поскольку первая изображается вертикальной прямой, а вторая — горизонтальной.

Что изобара в системе Ts поднимается слева направо, следует из того, что $c_p > 0$, а что она обращена выпуклостью вниз, вытекает из тех же соображений, что и для изохоры.

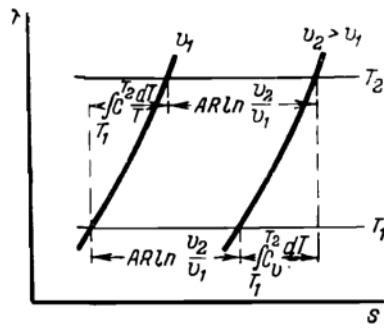


Рис. 5-11.

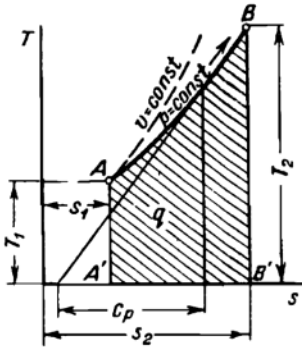


Рис. 5-12.

Площадь $ABB'A'$ под изобарой дает в известном масштабе количество тепла q , сообщаемое газу, равное изменению энтальпии ($i_2 - i_1$).

На тех же основаниях, как и изохоры, все изобары одинаковы и эквидистантны в горизонтальном направлении. Одинаковое по всем горизонталям расстояние между двумя изобарами p_1 и p_2 равно по уравнению (5-21) при $T = \text{const}$

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{p_1}{p_2}$$

Оно определяется, как видим, отношением давлений, т. е. одинаково для изобар 1 и 2; 2 и 4; 6 и 12 *атм*. При $p_1 > p_2$, $s_1 < s_2$, т. е. чем давление больше, тем изобара ближе к оси ординат (рис. 5-13).

3. Изотермический процесс. По уравнению (5-16) в общем случае

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

откуда при

$$T = \text{const}, \text{ т. е. } dT = 0,$$

$$ds = AR \frac{dv}{v}$$

и, следовательно,

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{V_2}{V_1} = AR \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (5-29)$$

Изотерма в системе Ts — горизонтальная прямая AB (рис. 5-14); площадь $ABB'A'$ дает в известном масштабе количество тепла q , сообщенное газу, и одновременно работу Al .

4. Адиабатический процесс. Для адиабатического процесса $dq = 0$ и, следовательно, для обратимого процесса

$$ds = \frac{dq}{T} = 0$$

$$\boxed{s = \text{const.}} \quad (5-30)$$

е. обратимый адиабатический процесс есть одновременно изэнтропический процесс (при постоянной энтропии). В соответствии с этим обратимый адиабатический процесс изображается в системе Ts вертикальной прямой AB

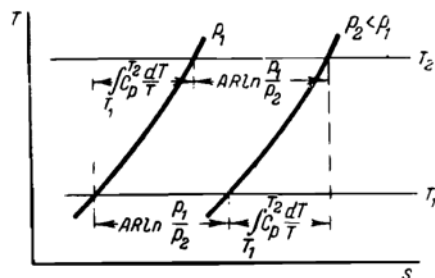


Рис. 5-13.

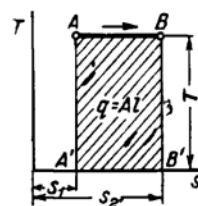


Рис. 5-14.
ИЗОТЕРМА

(рис. 5-15); поскольку в процессе AB температура падает, то это — процесс расширения (§ 4-5). Из диаграммы Ts наглядно видно, что для процесса AB $dq = 0$, $q = 0$ и теплоемкость $c = 0$.

Пользуясь величиной энтропии, можно очень просто получить уравнение газовой адиабаты в системе pv . Дей-

следовательно, уравнению (5-22) при $k = \text{const}$ в общем случае

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2 v_2^k}{p_1 v_1^k},$$

а для обратимого адиабатического процесса $s_2 = s_1 = \text{const}$, следовательно,

$$\ln \frac{p_2 v_2^k}{p_1 v_1^k} = 0,$$

т. е.

$$p_2 v_2^k = p_1 v_1^k = p v^k = \text{const},$$

это — уравнение (4-23), полученное нами ранее другим, более сложным путем.

В диаграмме Ts можно наглядно показать, что не всякий процесс, для которого $q=0$, адиабатичен, на что мы уже обращали внимание (§ 4-5).

Таков, например, процесс $ABCD$ (рис. 5-16) при равенстве заштрихованных площадей ABC и $DCA'D'$. Дей-

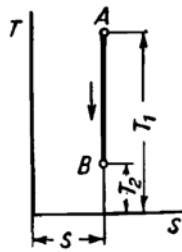


Рис. 5-15.

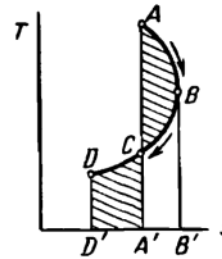


Рис. 5-16.

ствительно, на пути AB газ получает количество тепла, соответствующее пл. $ABB'A'$, а на пути BCD отдает теплоту, которой соответствует пл. $DBB'D'$; а так как эти площади одинаковы, то в результате всего процесса $ABCD$, очевидно, $q=0$; в то же время процесс неадиабатичен, энтропия газа непрерывно изменяется, сначала возрастая, а затем уменьшаясь, причем в конечном счете получается ее уменьшение, измеряемое отрезком $D'A'$; уравнение такого процесса, конечно, ничего общего с уравнением адиабаты не имеет.

Можно еще раз отметить соответствие во взаимном расположении линий отдельных процессов в системах pV и Ts . В тепловой диаграмме адиабата круче изотермы, поскольку первая изображается вертикальной прямой, а вторая — горизонтальной; ранее (§ 4-5) мы установили, что и в системе pV адиабата круче изотерм.

В общем случае необратимого процесса по уравнению (5-13)

$$ds = \frac{dq}{T} + \frac{dq_r}{T}$$

и, следовательно, для необратимого адиабатического процесса, т. е. при $dq=0$,

$$ds = \frac{dq_r}{T} > 0.$$

поскольку всегда $dq_r > 0$ и $T > 0$, т. е. необратимый адиабатический процесс неизоэнтропичен, всегда связан с увеличением энтропии независимо от его направления как при расширении, так и при сжатии. Так, например, при наличии трения адиабатическое расширение условно изображается в системе Ts не вертикально, а некоторой кривой AB (рис. 5-17) вправо от вертикали AB_1 обратимого процесса в тех же пределах изменения объема. Обратному процессу сжатия соответствует адиабата BC , тоже расположенная вправо от вертикали BC_1 обратимого сжатия. Таким образом, прямой процесс расширения AB и обратный сжатия BC совершенно различны; в результате обратного процесса газ приходит не в исходное состояние точки A , а в отличное от него состояние точки C с повышенной температурой, а следовательно, и давлением (поскольку объем в точках A и C одинаков). Заштрихованные площади под адиабатами AB и BC дают количество тепла q , развиваемое внутри газа вследствие трения, им воспринимаемое и вызывающее повышение конечных температур процессов по сравнению с обратимыми процессами.

5-10. Круговой процесс в тепловой диаграмме Ts . Как и в системе pV , круговой процесс в системе Ts изображается замкнутой линией. На рис. 5-18 представлен в тепловой диаграмме обратимый цикл $ABCD$ самого общего характера, проходимый телом по часовой стрелке. На пути ABC тело получает от источника тепла количество тепла

$$q_1 = \text{пл. } ABCC'A',$$

на пути $\overset{\curvearrowright}{CDA}$ отдает охладителю количество тепла

$$q_2 = \text{пл. } ADCC'A'$$

Часть тепла, подведенного к телу за цикл,

$$q = q_1 - q_2,$$

как нами было установлено в § 5-2, переходит в эквивалентную ему работу цикла l , причем

$$q = q_1 - q_2 = Al = \text{пл. } ABCD,$$

т. е., как и в системе pv , площадь замкнутой фигуры цикла дает величину работы за один цикл, но только в тепловых единицах (ккал), причем она положительна, если цикл

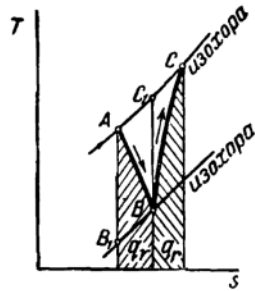


Рис. 5-17

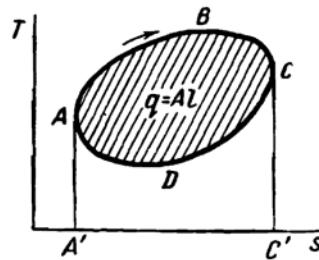


Рис. 5-18.

проходится по часовой стрелке (цикл теплового двигателя), и отрицательна, если в обратном направлении (тепловой насос). Очевидно, что направление цикла в системах pv и Ts одинаково.

Термический к. п. д. кругового процесса

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{\text{пл. } ABCD}{\text{пл. } ABCC'A'}$$

Из диаграммы Ts отчетливо видно, что изменение энтропии за полный цикл равно нулю, что и понятно, потому что энтропия подобно внутренней энергии есть функция состояния и, следовательно, ее изменение вполне определяется разностью ее значений в конечном и начальном состояниях тела, в круговом процессе совпадающих. Также отчетливо видно, что к. п. д. любого цикла всегда меньше единицы, потому что возвращение тела из состояния точки C

в начальное состояние точки A неизбежно связано с отдачей телом некоторого количества тепла q_2 охладителю, каким бы процессом оно ни осуществлялось; q_2 равнялось бы нулю лишь в том практически невозможном случае, если бы цикл совершался по контуру $ABCC'A'$, в котором процесс $C'A'$ проходил бы при постоянной температуре охладителя, равной 0°K , т. е. 273°C^* . Только в этом абстрактном случае к. п. д. $\eta_i = 1 - \frac{q_2}{q_1}$ равнялся бы единице, т. е. теплота источника q_1 полностью переводилась бы в эквивалентную ей работу l .

Обратимый цикл Карно, как состоящий из двух изотерм и двух адиабат, изображается в диаграмме Ts прямоугольником $ABCD$ (рис. 5-19). В свое время, в § 5-2, мы получили выражение к. п. д. обратимого газового цикла Карно $\eta_i = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, пользуясь уравнением состояния $pv = RT$ и

полагая $k = \frac{c_p}{c_v} = \text{const}$. Из тепловой диаграммы отчетливо видно, что к. п. д. цикла Карно не зависит от природы работающего тела и, следовательно, он для всех тел одинаков и равен $\eta_i = 1 - \frac{T_2}{T_1}$. Действительно, для любого тела изотерма в системе Ts изображается горизонтальной линией, а адиабата обратимого процесса — вертикальной и, следовательно, цикл Карно — прямоугольником $ABCD$, а к. п. д. цикла

$$\eta_i = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\text{пл. } DCB'A'}{\text{пл. } ABB'A'} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

В цикле $ABCD$ общего характера (рис. 5-20) как сообщение телу тепла на пути ABC , так и отвод его от тела на пути CDA происходят при переменных температурах, но можно говорить о некоторых средних температурах T_1 и T_2 , при которых теплота сообщается телу и отводится от него. Мы их получим, приведя площади $ABCC'A'$ и $ADCC'A'$ к равновеликим им прямоугольникам $MNC'A'$ и $RPC'A'$ с общим основанием $A'C'$. В таком случае, очевидно, пл. $MNC'A' = \text{пл. } ABCC'A' = q_1$, пл. $RPC'A' = \text{пл. } ADCC'A' = q_2$ и пл. $MNPR = \text{пл. } ABCD = q_1 - q_2 = q = Al$. Мы получаем, таким образом, круговой процесс Карно $MNPR$,

* Этот случай невозможен не только практически, но и теоретически. (Прим. ред.)

который по своим результатам одинаков с циклом $ABCD$; в обоих случаях тело получает извне количество тепла q_1 , от него отводится теплота q_2 , тело совершает работу $Al = q = q_1 - q_2$ и, следовательно, к. п. д. η_i цикла $ABCD$ одинаков с к. п. д. цикла Карно $MNPR$ $\eta_{ik} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$. Основное различие обоих циклов состоит в том, что в цикле Карно $MNPR$ сообщение и отвод тепла происходят при

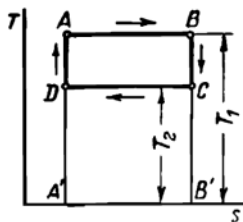


Рис. 5-19.

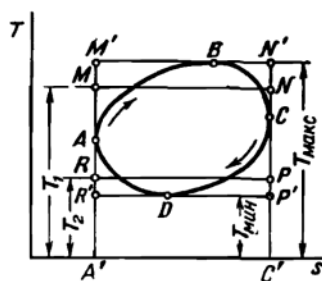


Рис. 5-20.

постоянных температурах T_1 и T_2 , а в цикле $ABCD$ —при переменных, для которых T_1 и T_2 являются средними значениями. Как видно из рис. 5-20, работа $l > 0$ при условии $T_1 > T_2$, т. е. средняя температура источника тепла должна быть выше средней температуры охладителя, следовательно, для перевода в круговой процесс тепла в работу, кроме источника тепла, необходимо наличие более холодного тела — охладителя.

Как уже было сказано в § 5-2, обратимый цикл Карно является наилучшим в заданных пределах температуры, т. е. дает максимальное значение к. п. д. Действительно, цикл $ABCD$ проходит в пределах температуры T_{\max} и T_{\min} (рис. 5-20) и имеет к. п. д.

$$\eta_i = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

а для цикла Карно $M'N'R'P'$ в тех же пределах температуры

$$\eta_{ik} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}};$$

но, как видно из тепловой диаграммы, при любом контуре цикла $ABCD$

$$T_2 > T_{\text{мин}} \quad \text{и} \quad T_1 < T_{\text{макс}}$$

и, следовательно,

$$\eta_i < \eta'_{ik}$$

Так как в действительных теплосиловых установках обычно устанавливаются предельные температуры цикла, то, естественно, цикл Карно для них теоретически наиболее целесообразен, как обеспечивающий максимальную экономичность. Поэтому он является идеальным циклом любого теплового двигателя, хотя в действительности по ряду практических соображений, как было сказано, и не осуществляется.

В § 5-2 было установлено, что к. п. д. необратимого цикла Карно всегда меньше $\eta_i = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, где T_1 и T_2 — абсолютные температуры источника и охладителя. На рис. 5-21 условно представлен необратимый вследствие трения цикл Карно $ABCD$, в котором адиабатические процессы BC и DA проходят при увеличивающейся энтропии. Тело получает от источника количество тепла $q_1 = \text{пл. } ABB'A'$ и отдает охладителю количество тепла $q_2 = \text{пл. } DCC'D'$; следовательно, работа цикла

$$Al = q_1 - q_2 = \text{пл. } ABB'A' - \text{пл. } DCC'D' = \text{пл. } ABEF - \\ - (\text{пл. } DFA'D' + \text{пл. } ECC'B').$$

Но пл. $ABEF$ есть работа обратимого цикла Карно $ABEF$ в тех же пределах температур и с тем же расходом тепла от источника q_1 , что и данный необратимый. Следовательно, в результате необратимости мы теряем в работе, причем эта потеря измеряется суммой заштрихованных площадей. А так как при том же расходе тепла q_1 работа данного цикла меньше работы обратимого, то очевидно, что $\eta_i = \frac{Al}{q_1} < \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$. Следует отметить, что площадь фигуры необратимого цикла, как видим, не дает работы цикла, которая меньше этой площади. Далее, характерно, что для определения работы цикла и его к. п. д. не требуется знать точный характер необратимых адиабатических процессов, а достаточно иметь узловые точки цикла A , B , C и D .

5-11. Регенеративный цикл. При наличии источника тепла постоянной температуры T_1 и охладителя постоянной температуры T_2 наилучшее использование тепла дает, как мы видели, обратимый цикл Карно, к. п. д. которого

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Тот же к. п. д. может быть, однако, получен в круговом процессе $ABCD$ (рис. 5-22), состоящем из изотерм AB и CD с температурами T_1 и T_2 и двух эквидистантных в горизонтальном направлении кривых BC и DA , если усложнить установку устройством так называемого регенератора, назначение которого состоит в обратимом поглощении тепла, отдаваемого телом во время процес-

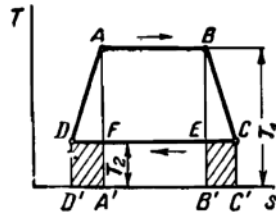


Рис. 5-21.

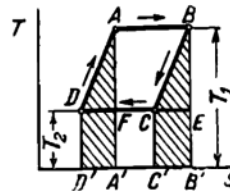


Рис. 5-22.

са BC , и в обратимом сообщении телу тепла во время процесса DA .

Поскольку кривые BC и DA эквидистантны в горизонтальном направлении, то заштрихованные на рис. 5-22 площади одинаковы: $q_{bc} = \text{пл. } CBB'C'$ и $q_{da} = \text{пл. } DAA'D'$, т. е. количества тепла одинаковы и различаются только знаком.

В связи с этим работа установки происходит следующим образом: на пути AB тело получает от источника количество тепла q_1 , измеряемое пл. $ABB'A'$, отдает регенератору на пути BC теплоту q_{bc} , измеряемую пл. $CBB'C'$, а затем охладителю — теплоту q_2 , соответствующую пл. $DCC'D'$, и в заключение цикла получает от регенератора теплоту q_{da} , измеряемую пл. $DAA'D'$.

Таким образом, теплота, отдаваемая регенератору на пути BC , полностью возвращается телу на пути DA , так что на цикл расходуется то же количество тепла q_1 , получаемое от источника, что и в цикле Карно $ABEF$.

Так как кривые BC и DA эквидистантны в горизон-

в том же направлении, то $DC=AB=FE$ и, следовательно, пл. $DCC'D'=$ пл. $FEB'A'$, т. е. количество тепла q_2 в цикле $ABCD$ то же, что и в цикле Карно $ABEF$. При равенстве для обоих циклов теплот q_1 и q_2 мы имеем, естественно, равенство их работ (пл. $ABCD=$ пл. $ABEF$) и к. п. д., так что при наличии регенератора к. п. д. цикла $ABCD$

$$\eta_i = \eta_{ik} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Регенератор в простейшем виде можно представить себе в виде длинной толстостенной трубы большой теплоемкости, температура стенок которой падает по ее длине в одном направлении с T_1 до T_2 , будучи постоянной в каждом поперечном сечении. Во время процесса BC рабочее тело проходит через трубу к холодильнику в этом направлении, т. е. от горячего конца к холодному, и отдает ей теплоту q_{bc} , а во время процесса DA оно идет по трубе в противоположном направлении и получает от нее обратно то же количество тепла.

Регенеративный цикл был впервые предложен в 1827 г и позднее применен в воздушном двигателе. Воздушные двигатели по ряду причин распространения не получили. Принцип же регенерации с успехом применяется в современных тепловых двигателях и в металлургических печах; в последнем случае отходящие из печи горячие газы проходят через регенеративную камеру и раскаляют уложенный в ней кирпич. Затем газы переключают на вторую такую же камеру, а через первую в обратном направлении пропускают воздух, подаваемый в печь и повышающий при проходе через камеру свою температуру за счет теплоты, отданной перед тем кирпичу печными газами. В последнее же время регенеративный принцип получил широкое применение в паротурбинных установках для подогрева питательной воды, а также в газовых турбинах.

5-12. Возрастание энтропии и деградация энергии изолированной системы. Каждый процесс является результатом взаимодействия по крайней мере двух тел, которые можно рассматривать как самостоятельную изолированную систему, если какие-либо посторонние воздействия на них исключены¹. Легко убедиться, что при необратимом ра-

¹ Изолированная система является условным понятием; на самом деле абсолютно изолированных систем не существует. Но, так же, например, как и идеальный газ, изолированная система, будучи использована в термодинамике, позволяет упростить рассмотрение ряда процессов. (Прим. ред.)

замкнутом процессе энтропия изолированной системы увеличивается. Таким необратимым процессом является, например, передача тепла Q от тела с постоянной температурой T_1 другому телу с постоянной же температурой T_2 , причем $T_1 > T_2$. Энтропия первого тела уменьшается при этом на $\frac{Q}{T_1}$, а второго – возрастает на $\frac{Q}{T_2}$; в результате энтропия системы этих двух тел изменяется на величину

$$\frac{Q}{T_2} - \frac{Q}{T_1} = Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) = Q \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}$$

так как $T_1 > T_2$, то эта величина положительна, т. е. энтропия системы увеличивается.

То же имеет место и в необратимых круговых процессах: так как в каждом цикле конечное состояние рабочего тела идентично с начальным, то в результате кругового процесса как обратимого, так и необратимого энтропия работающего тела не изменяется, энтропия же системы, состоящей из источника тепла, работающего тела и охладителя, возрастает вследствие увеличения суммарной энтропии источника и охладителя. В обратимом цикле Карно энтропия источника уменьшается на $\frac{Q_1}{T_1}$, а охладителя увеличивается на $\frac{Q_2}{T_2}$, так что изменение энтропии системы равно:

$$\frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1}.$$

Но в обратимом цикле Карно, как мы видели (§ 5-6), $\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$, т. е. энтропия системы не изменяется.

Положим теперь, что имеем необратимый круговой процесс Карно; его к. п. д.

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

где T_1 и T_2 – постоянные температуры источника тепла и охладителя; следовательно, для такого цикла

$$-\frac{Q_2}{T_2} > -\frac{Q_1}{T_1} \quad \text{т. е.} \quad \frac{Q_2}{T_2} > \frac{Q_1}{T_1}$$

значит

$$\left(\frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} \right) > 0,$$

а это есть изменение энтропии системы, т. е. она возрастает¹.

Легко видеть, что в любом необратимом цикле энтропия системы увеличивается; действительно, мы можем разбить каждый круговой процесс $ABCD$ (рис. 5-23) на ряд элементарных циклов Карно, соответствующих заштрихованным полоскам.

При бесконечно малом ds суммарное действие этих элементарных циклов будет, как мы установили ранее, одинаково с данным круговым процессом. В необратимых же циклах Карно энтропия системы увеличивается; следовательно, и в данном цикле она возрастает.

Поскольку все действительные процессы необратимы, то мы приходим к заключению, что в изолированной системе энтропия постоянно увеличивается. Этот принцип возрастания энтропии, очевидно, связан с вторым законом термодинамики. Клаузиус, рассматривая Вселенную как изолированную систему, высказал известное положение, что «энтропия Вселенной стремится к максимуму». Возрастание энтропии изолированной системы неразрывно связано, как мы сейчас установим, с известным обесценением, деградацией энергии. Покажем это на ряде примеров.

Количество тепла Q , отдаваемое телом с температурой T_1 , может дать в круговом процессе максимальную работу при осуществлении обратимого цикла Карно, равную:

$$AL = \eta_c Q = Q \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right),$$

где T_2 — самая низкая температура в данной системе тел. Если это количество тепла Q непосредственно переходит в тело с температурой $T'_1 < T_1$, то после перехода ей соответствует максимальная работа

$$AL' = \eta'_c Q = Q \left(1 - \frac{T_2}{T'_1}\right).$$

¹ В отношении источников тепла Q_2 имеет положительный знак, так как охладитель получает тепло, а Q_1 — отрицательный знак, так как источник высокой температуры отдает тепло. Следовательно, увеличение энтропии охладителя больше, чем уменьшение энтропии источника высокой температуры. Так как энтропия рабочего тела, совершающего круговой процесс, остается неизменной, то энтропия системы в результате необратимого цикла увеличивается. (Прим. ред.)

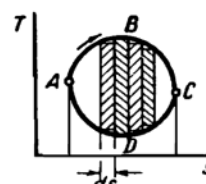


Рис. 5-23.

Легко видеть, что поскольку $T_1' < T_1$, работа $L' < L$, т. е. в результате перехода тепла на низший температурный уровень получается потеря работы, т. е. деградация энергии; эта потеря равна:

$$AL - AL' = Q \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) - Q \left(1 - \frac{T_2}{T_1'}\right) = QT_2 \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right)$$

Одновременно энтропия системы возрастает в результате перехода тепла Q от тела с температурой T_1 к телу с температурой T_1' на

$$\frac{Q}{T_1'} - \frac{Q}{T_1} = Q \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right).$$

Сравнивая два последних выражения, замечаем, что потеря работы равна произведению низшей температуры в системе T_2 на увеличение энтропии, т. е. она прямо пропорциональна приращению энтропии.

Если в системе тел работа L расходуется на трение, переходя в эквивалентное ей количество тепла $Q = AL$, то получается увеличение энтропии, равное при постоянной температуре T величине $\frac{Q}{T}$. Этому количеству тепла по-прежнему соответствует максимальная работа цикла Карно

$$AL' = Q \left(1 - \frac{T_2}{T}\right) \quad ,$$

таким образом, в результате трения мы теряем:

$$AL - AL' = Q - Q \left(1 - \frac{T_2}{T}\right) = T_2 \frac{Q}{T}$$

т. е. опять-таки потеря равна произведению низшей температуры T_2 на увеличение энтропии.

Эта связь между возрастанием энтропии и уменьшением работоспособности является общей для всех необратимых процессов. Поскольку же в изолированной системе энтропия неуклонно возрастает, то, следовательно, энергия системы, оставаясь неизменной количественно, ухудшается качественно, т. е. деградирует, переходя в основном в теплоту низкого температурного уровня. Все виды энергии, как уже было сказано, легко превращаются в теплоту, которая в свою очередь постоянно переходит от тел высшей температуры к телам низшей температуры,

выравнивая, таким образом, температуру системы. Если по примеру Клаузиуса распространить изложенные положения на всю Вселенную, рассматривая ее как изолированную систему, то получаются выводы, находящиеся в резком противоречии с материалистическим пониманием мирового процесса. Действительно, если энтропия Вселенной неуклонно возрастает, а ее энергия деградирует, то общий мировой процесс совершается в одну сторону и ведет к обесценению энергии, превращению ее в тепловую и выравниванию температур, исключаяющему обратный переход теплоты в другой вид энергии. Односторонность мирового процесса неизбежно связана с представлением перехода Вселенной от определенного начального состояния к определенному же конечному, т. е. с началом и концом мира, другими словами, с его «сотворением» и «концом». Такие выводы, противоречащие нашему материалистическому пониманию природы, должны быть признаны несостоятельными. Прежде всего само понятие изолированной системы является абстрактным, нереальным.

В природе изолированных систем нет и быть не может; менее всего можно рассматривать Вселенную как изолированную систему, потому что изолированность неразрывно связана с конечными размерами системы, Вселенная же безгранична. Односторонность мирового процесса в корне противоречит диалектико-материалистическому мировоззрению, которое исчерпывающе сформулировано Ф. Энгельсом в его «Диалектике природы». Вот ряд его положений: «...вся природа, находится в вечном возникновении и уничтожении, в непрерывном течении, в неустанном движении и изменении». «...вечно повторяющаяся последовательная смена миров в бесконечном времени является только логическим дополнением к одновременному сосуществованию бесчисленных миров в бесконечном пространстве...» «Вот вечный круговорот, который завершает свою траекторию лишь в такие промежутки времени, для которых наш земной год уже не может служить достаточной единицей измерения;...» «...материя во всех своих превращениях остается вечно одной и той же, что ни один из ее атрибутов никогда не может быть утрачен...»¹ Далее, необратимость естественных процессов не является универсальным законом; само понятие необратимости является относительным. Первым установил это

¹ Ф. Энгельс, Диалектика природы, стр. 13, 20, 21, Госполитиздат, 1948.

положение Больцман, показавший в своих классических работах, что закон возрастания энтропии есть вывод, основанный на теории вероятности. Из этого вовсе не следует, что процессы, при которых энтропия уменьшается, абсолютно невозможны. Согласно Больцману всякое, хотя бы и мало вероятное состояние должно повторяться. Статистический метод исследования молекулярных движений, примененный Больцманом, вскрыл пределы приложимости этого чисто эмпирического закона и нанес сокрушающий удар обобщениям Клаузиуса. Идеи Больцмана были впоследствии развиты и подтверждены Смолуховским, убедительно доказавшим, что необратимость процессов — понятие относительное, что реальные процессы необратимы для нас постольку, поскольку мы ограничиваем их рассмотрение конечным промежутком времени. Если же рассматривать процессы протекающими в масштабе Вселенной, то принципиально все процессы обратимы.

5-13. Энтропия и вероятность. Как уже сказано, Больцману удалось установить, что между энтропией вещества в данном состоянии и термодинамической вероятностью этого состояния существует определенная, однозначная зависимость. Остановимся на этом несколько подробнее. Начать нам придется с краткого знакомства с понятиями математической вероятности и термодинамической вероятности состояния.

Математическая вероятность есть отношение числа благоприятных случаев к числу равновозможных случаев.

Поясним это определение на примере. Допустим, что в урне находится 20 шаров, из которых 10 черных и 10 красных. Допустим также, что возможность вынуть из урны любой из 20 находящихся в ней шаров — одинакова. Это значит на языке теории вероятности, что, вынимая из урны один шар, мы располагаем 20 равновозможными случаями. Спрашивается: какова математическая вероятность того, что из урны будет вынут красный шар?

Так как из 20 шаров, находящихся в урне, имеется 10 красных шаров и так как, вынув любой из красных шаров, мы выполняем исходное требование, то, очевидно, мы располагаем 10 равновозможными благоприятными случаями. Тогда согласно определению математическая вероятность того, что из урны будет вынут красный шар,

$$P_k = \frac{\text{число благоприятных случаев}}{\text{число равновозможных случаев}} = \frac{10}{20} = 0.5.$$

Следует отметить, что математическая вероятность всегда имеет значение правильной дроби, так как по смыслу число благоприятных случаев всегда меньше общего числа равновозможных случаев.

Продолжим, однако, рассмотрение примера с шарами и урной. Допустим, что из 10 красных шаров пять имеют полосу. Поставим теперь такой вопрос: какова математическая вероятность того, что из урны, имеющей 20 шаров, будет вынут красный шар с полосой?

К решению этого весьма несложного вопроса можно подойти по-разному. Можно, во-первых, сразу же определить число благоприятных случаев, а тем самым и искомую математическую вероятность. Очевидно, что число равновозможных случаев равно, как и раньше, общему числу шаров, находящихся в урне, т. е. 20, а число благоприятных случаев равно числу красных шаров с полосой, т. е. пяти. Тогда вероятность вынуть из урны красный шар с полосой

$$P_{к.п} = \frac{5}{20} = 0,25.$$

Но можно избрать и другой путь решения. Можно определить сначала вероятность вынуть из урны красный шар. Эта задача нами уже решена, $P_к = \frac{10}{20} = 0,5$. Затем нужно определить вероятность того, что вынутый из урны красный шар окажется одним из шаров, имеющих полосу. При этом число равновозможных случаев должно быть равно числу красных шаров, т. е. 10, а число благоприятных случаев должно быть равно числу красных шаров с полосой, т. е. пяти. Следовательно, математическая вероятность того, что вынутый красный шар (это событие рассматривается теперь как достоверное) окажется шаром, имеющим полосу, будет равна $P_п = \frac{5}{10} = 0,5$. Если перемножить теперь математические вероятности $P_к$ и $P_п$, то можно получить искомую математическую вероятность $P_{к.п}$:

$$P_{к.п} = P_к \cdot P_п = 0,5 \cdot 0,5 = 0,25.$$

Последний пример подтверждает общий закон теории вероятности, согласно которому математическая вероятность сложного события (в нашем примере — вероятность вынуть из урны красный шар с полосой) равна произведению математических вероятностей простых событий

[в нашем примере: 1) вероятность вынуть из урны красный шар и 2) вероятность того, что вынутый из урны красный шар окажется одним из шаров, имеющих полосу], из которых складывается сложное событие.

С помощью теории вероятности можно решать много интересных задач. В качестве примера рассмотрим такую задачу. Три стрелка A , B и C одновременно производят залп. В результате в мишени оказываются две пробоины. Известно, что искусство стрелка A определяется в среднем четырьмя попаданиями из пяти выстрелов, искусство стрелка B — тремя попаданиями из четырех выстрелов и искусство стрелка C — двумя попаданиями из трех выстрелов. Требуется определить: какова математическая вероятность того, что стрелки A и B попали в цель, а стрелок C промахнулся?

Задача решается весьма просто. Допустим сначала, что результат стрельбы нам неизвестен. Определим исходя из этого условия, какова вероятность того, что стрелки B и C попадут в цель, а стрелок A промахнется. Исходя из условий задачи и всего сказанного выше, легко понять, что математическая вероятность такого сложного события должна быть равна:

$$P_A = \frac{3}{4} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{5} = \frac{6}{60}$$

Математическая вероятность того, что стрелки A и C попадут в цель, а стрелок B промахнется, будет:

$$P_B = \frac{4}{5} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{4} = \frac{8}{60}$$

И, наконец, математическая вероятность события, при котором стрелки A и B попадут в цель, а стрелок C промахнется,

$$P_C = \frac{4}{5} \cdot \frac{1}{3} = \frac{12}{60}$$

Используем теперь исходное условие, согласно которому известно, что в результате залпа, произведенного стрелками A , B и C , в мишени обнаружено только две пробоины. Из этого условия следует, что промах одного из трех стрелков является достоверностью и, следовательно, исключается случай попадания всех трех стрелков в цель. Обозначим P'_C математическую вероятность события, при котором стрелки A и B попадают в цель, а стрелок C — не попадает, при

условии, что промах одного из стрелков является достоверностью. Очевидно, что $P'_C \neq P_C$. Ясно также, что математическая вероятность P'_C , величину которой и требуется определить по условию задачи, будет больше P_C во столько раз, во сколько единиц больше суммы $(P_A + P_B + P_C)$, так как промах одного из стрелков является достоверностью, а математическое ожидание достоверности равно единице. Следовательно, можно написать:

$$\frac{P'_C}{P_C} = \frac{1}{P_A + P_B + P_C}$$

откуда

$$P'_C = \frac{P_C}{P_A + P_B + P_C} = \frac{12 \cdot 60}{60 \cdot 26} = \frac{6}{13}$$

Рассмотрим теперь пример, имеющий прямое отношение к термодинамике. Допустим, что в сосуде, объем которого мы мысленно разделим на две равные части, имеется одна молекула, находящаяся в хаотическом, тепловом движении¹ (рис. 5-24). Какова математическая вероятность того, что в данный момент времени молекула будет находиться в левой половине сосуда? Так как левая и правая части сосуда имеют по условию равные объемы и так как равновозможно пребывание молекулы в любой точке объема сосуда, то искомое математическое ожидание



5-24.

$$P_1 = \frac{1}{2}$$

Если бы в сосуде находились две, а не одна молекула, то математическая вероятность события, при котором обе молекулы находились бы в одной и той же, например левой, половине сосуда, должна была бы быть равной:

$$P_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} = \left(\frac{1}{2}\right)^2$$

¹ Строго говоря, понятия тепла, температуры и других «статистических» величин имеют смысл только в отношении систем, состоящих из очень большого количества молекул

По аналогии для трех молекул мы имели бы $P_3 = \left(\frac{1}{2}\right)^3$, для четырех $P_4 = \left(\frac{1}{2}\right)^4$ и т. д. Если в сосуде находится N молекул, то математическая вероятность события, когда все они будут находиться в одной половине сосуда $P_N = \left(\frac{1}{2}\right)^N$. Так как N всегда равно очень большому числу, то математическая вероятность P_N будет очень малым числом¹ и, следовательно, мала вероятность самопроизвольного увеличения давления в одной из половин сосуда.

Последний пример является особенно поучительным. Среди многочисленных формулировок второго закона имеется такая: *самопроизвольные процессы необратимы*. Из этой формулировки следует, что протекающие «сами по себе» процессы, к числу которых можно отнести диффузию газов, переход тепла от тела более нагретого к телу менее нагретому при конечной разности температур, расширение газа без производства внешней работы и др., являются процессами односторонними. Действительно, хорошо известно, что процесс разделения газовой смеси (процесс, обратный диффузии) никогда не протекает «сам по себе», т. е. никогда не протекает без дополнительных, компенсирующих процессов; совершенно невероятным представляется, например, случай, в результате которого заключенный в каком-либо сосуде воздух вдруг самопроизвольно разделится на азот и кислород. Столь же невероятными представляются и случаи самопроизвольного перехода тепла от тела менее нагретого к телу более нагретому или самопроизвольного сжатия газа.

Выше было сказано, что в результате необратимого процесса, происходящего в изолированной системе, энтропия системы увеличивается. Если бы удалось провести обратимый процесс в обратную сторону, то энтропия должна была бы уменьшиться. Но, как известно, последнее практически неосуществимо.

К сказанному мы можем теперь добавить следующее. Математическая вероятность протекания самопроизвольного процесса в сторону уменьшения энтропии, рассматриваемой изолированной системы настолько мала, что прак-

¹ Напомним читателю, что в 1 моле газа содержится около $6 \cdot 10^{23}$ молекул. Следовательно, математическая вероятность того, что все эти молекулы сосредоточатся в половине предоставленного в их распоряжение объема, будет исчезающе мала: $P_N \approx 10^{-1,2 \cdot 10^{24}}$.

гически такого рода процессы никогда «сами по себе» не реализуются. В этом мы убедились, определив математическую вероятность самопроизвольного сжатия газа.

На основе всего сказанного можно высказать предположение, что между энтропией и вероятностью существует какая-то взаимосвязь. В дальнейшем мы не только убедимся в справедливости такого предположения, но даже определим и характер этой связи.

Но прежде чем заняться этим вопросом, необходимо познакомиться с понятиями макроскопического и микроскопического состояний и термодинамической вероятности состояния.

Макроскопическое состояние системы, или коротко — макросостояние, определяется термодинамическими параметрами системы: давлением, температурой, удельным объемом, внутренней энергией и т. д. Так как для определения всех параметров в принципе достаточно знать любые два из них, то макросостояние системы полностью определяется любыми двумя термодинамическими параметрами, например v и u . Следовательно, говоря выше о термодинамическом состоянии системы или просто о состоянии системы, мы имели в виду как раз макросостояние.

Микроскопическое состояние системы, или коротко — микросостояние, определяется совокупностью параметров, определяющих состояние каждой из молекул системы: скоростью, положением в пространстве и др. Неправильно, следовательно, было бы понимать микросостояние как состояние какой-либо одной молекулы. Повторяем: микросостояние определяется совокупностью параметров всех молекул системы.

Очень важно установить, что одному и тому же макросостоянию системы может соответствовать весьма большое число различных микросостояний. Рассмотрим простейший пример. Пусть в нашем распоряжении имеется система, представляющая собой покоящийся газ, заключенный в сосуде неизменного объема. Допустим, что, как сказано выше, макросостояние системы определено значениями v и u . Но неизменность внутренней энергии системы не обуславливает еще характера распределения энергии между отдельными молекулами, т. е. определенного микросостояния. Действительно, данному макросостоянию может соответствовать микросостояние, при котором все молекулы системы обладают одной и той же энергией, равной в сум-

ме внутренней энергии системы. Но тому же макросостоянию могут соответствовать и другие микросостояния. Можно предположить, например, что одна половина молекул имеет вдвое большую энергию, чем другая половина; но если все молекулы хорошо перемешаны между собой, а суммарная энергия их равна, как и раньше, внутренней энергии системы, то это новое микросостояние будет соответствовать тому же макросостоянию.

Таким образом, исходя только из распределения энергии между отдельными молекулами, можно установить, что одному и тому же макросостоянию соответствует очень большое число различных микросостояний¹. При этом следует иметь в виду, что различие между микросостояниями не всегда обуславливается различным распределением энергии между молекулами. Различие в микросостояниях может быть обусловлено и другими признаками, например, распределением молекул в пространстве.

Важно отметить также, что неизменность макросостояния отнюдь не обуславливает неизменности микросостояния. В результате хаотического движения молекул и непрерывных столкновений между ними каждому моменту времени соответствует определенное распределение энергии между молекулами и, следовательно, определенное микросостояние. И так как ни одно микросостояние не имеет каких-либо преимуществ перед другими, то происходит непрерывная смена микросостояний. Конечно, в принципе возможен случай, в результате которого будет достигнуто микросостояние, соответствующее некоторому новому, отличному от предыдущего макросостоянию. Например, в принципе возможен случай, когда в одной половине сосуда сосредоточатся молекулы, имеющие большую энергию, чем молекулы, находящиеся в другой половине. В результате мы имели бы дело с новым макросостоянием; в этом новом макросостоянии температура в одной части газа была бы выше, чем в другой.

Не следует думать только, что в результате непрерывной смены микросостояний система (например, газ) должна претерпевать также и обязательную смену макросостояний. Практически дело обстоит как раз наоборот. Обычно одно из макросостояний имеет во много раз большее

¹ Согласно квантовой теории энергия любого тела складывается из малых, но конечных и далее уже неделимых порций энергии. Поэтому число различных микросостояний, реализующих одно и то же макросостояние, хотя и огромно, но конечно.

количество микросостояний, реализующих именно это макросостояние. Поэтому внешнему наблюдателю, имеющему возможность определять изменение только термодинамических параметров, будет казаться, что система пребывает в полностью неизменном состоянии.

Теперь мы вплотную подошли к понятию термодинамической вероятности состояния системы. Термодинамической вероятностью или статистическим весом макросостояния называется число микросостояний, реализующих данное макросостояние.

Очевидно, что в отличие от математической вероятности, имеющей всегда значение правильной дроби, термодинамическая вероятность выражается целым, обычно очень большим числом.

Если в изолированной системе происходит самопроизвольный процесс, в результате которого меняется макросостояние системы, то это значит, что новое макросостояние имеет большее количество микросостояний, его реализующих, чем предыдущее макросостояние. Ясно поэтому, что в результате самопроизвольного процесса термодинамическая вероятность состояния системы растет. Именно с этой точки зрения и была дана формулировка второго закона термодинамики Больцманом: природа стремится от состояний менее вероятных к состояниям более вероятным.

Увеличение энтропии изолированной системы в необратимых, самопроизвольных процессах и одновременное увеличение термодинамической вероятности состояния системы дают все основания полагать, что энтропия и термодинамическая вероятность — величины взаимосвязанные:

$$S = \varphi(P).$$

Для определения зависимости между энтропией и термодинамической вероятностью поступим следующим образом.

Допустим, имеются две системы, обладающие соответственно энтропиями S_1 и S_2 и термодинамическими вероятностями P_1 и P_2 . Пусть эти две системы образуют суммарную систему с энтропией S и термодинамической вероятностью P . Энтропия, как и все калорические параметры, обладает, как известно, свойством аддитивности, откуда следует, что

$$S = S_1 + S_2,$$

Термодинамическая же вероятность суммарной системы

$$P = P_1 \cdot P_2.$$

Последнее равенство следует из того, что каждое микросостояние одной из систем в совокупности с любым микросостоянием другой дает микросостояние суммарной системы. Число возможных микросостояний суммарной системы, образующих одно и то же макросостояние ее, т. е. термодинамическая вероятность суммарной системы, будет равно числу всех возможных комбинаций, т. е. произведению термодинамических вероятностей обеих систем.

Так как энтропия каждой системы связана одной и той же функциональной зависимостью с термодинамической вероятностью данной системы: $S_1 = \varphi(P_1)$, $S_2 = \varphi(P_2)$, $S = \varphi(P)$, то можно написать следующее уравнение:

$$\varphi(P_1 \cdot P_2) = \varphi(P_1) + \varphi(P_2).$$

Дифференцируя последнее выражение по P_1 , получим:

$$\varphi'(P_1 \cdot P_2) \cdot P_2 = \varphi'(P_1)$$

и дифференцируя по P_2 ,

$$\varphi''(P_1 \cdot P_2) P_1 \cdot P_2 + \varphi'(P_1 \cdot P_2) = 0.$$

Или, имея в виду, что $P_1 \cdot P_2 = P$,

$$\varphi''(P) \cdot P + \varphi'(P) = 0.$$

Таким образом, мы получили дифференциальное уравнение второго порядка, неизвестным в котором является сама функция. Решение этого уравнения не представляет уже большого труда.

Известно, что

$$\varphi''(P) = \frac{d^2 \varphi(P)}{dP^2}$$

и, следовательно, наше дифференциальное уравнение может быть написано в виде:

$$\frac{d^2 \varphi(P)}{dP^2} \cdot P + \varphi'(P) = 0.$$

или

$$\frac{d\varphi'(P)}{\varphi'(P)} + \frac{dP}{P} = 0.$$

140

Интегрируя это выражение, получим
 $\ln \varphi'(P) + \ln P = \text{const}$

ли, потенцируя,

$$\varphi'(P) \cdot P = k.$$

Но

$$\varphi'(P) = \frac{d\varphi(P)}{dP}$$

следовательно, можно написать.

$$\frac{d\varphi(P)}{dP} \cdot P = k,$$

или

$$d\varphi(P) = k \frac{dP}{P}$$

Интегрируя, получаем:

$$\varphi(P) = k \ln P + k_1.$$

Так как $\varphi(P) = S$, то можно написать

$$S = k \ln P + k_1.$$

Одна из констант последнего уравнения, k_1 , определяется очень просто. Учитывая, что $S = S_1 + S_2$, а $P = P_1 \cdot P_2$, можно написать:

$$k \ln P_1 \cdot P_2 + k_1 = k \ln P_1 + k_1 + k \ln P_2 + k_1,$$

откуда следует, что $k_1 = 0$, и, таким образом, получаем окончательно:

$$S = k \cdot \ln P. \quad (5-31)$$

Для определения постоянной k необходимо проделать сложные вычисления, основанные на квантовой статистике. Мы не имеем возможности воспроизвести их на страницах настоящей книги. Скажем только, что в результате этих вычислений постоянная k была определена и оказалась уже известной нам константой Больцмана, т. е. универсальной газовой постоянной, отнесенной к одной молекуле. Значение k определяется из

$$k = \frac{A\mu R}{N_\mu} \approx 3,28 \cdot 10^{-21} \text{ ккал/}^\circ\text{абс}. \quad (5-32)$$

Представим себе снова сосуд (рис. 5-24), мысленно разделенный на две равные части и заполненный газом,

обладающим свойствами идеального. В отношении распределения молекул этого газа между двумя частями сосуда можно сказать¹, что с наибольшей степенью вероятности следует ожидать случая, при котором количество молекул в левой части сосуда равно количеству молекул в правой части сосуда. Однако в действительности случай, при котором число молекул в обеих частях сосуда в точности одинаково, будет реализовываться сравнительно редко. В результате хаотического, теплового движения молекул число их, например, в левой части сосуда будет непрерывно изменяться и только в среднем будет равно половине общего числа молекул, находящихся в сосуде.

При этом необходимо иметь в виду, что число молекул, находящихся в левой части сосуда, будет все время близко к половине от общего количества молекул; поэтому и вероятность действительного распределения молекул между двумя равными частями сосуда, хотя и не будет равна максимальной вероятности равномерного распределения (вероятность действительного распределения будет несколько меньше), всегда будет близка к ней.

Теория позволяет даже определить масштаб отклонения от наиболее вероятного состояния. Оказывается, величина отклонений будет подчиняться закону \sqrt{N} . Применительно к рассматриваемому случаю это означает следующее.

Допустим, в сосуде находится всего лишь 200 молекул. В одной половине этого сосуда в среднем должно находиться 100 молекул. Отклонение от этого среднего количества будет:

$$\Delta N = \dots \sqrt{N} = \pm \sqrt{100} = \pm 10.$$

Это значит, что отклонение, как правило, не будет превышать 10% от среднего значения. Такое большое процентное отклонение получилось потому, что общее количество молекул в сосуде было принято очень небольшим.

Если предположить, что в сосуде находится не 200, а 20 000 молекул, то ΔN составит ± 100 молекул, или 1%. Если же число молекул в сосуде равнялось бы $2 \cdot 10^{20}$ (это все еще намного меньше числа молекул в 1 моле!), то отклонение не превышало бы 10^{10} молекул, что составляло бы всего лишь $10^{-8}\%$. В последнем случае отклонения от

¹Предполагается, конечно, что число молекул газа очень велико

равномерного распределения были бы практически неощутимы.

Допустим, что в нашем распоряжении имеется какой-либо газ, абсолютно изолированный от окружающей среды. В таком случае мы можем рассматривать газ как абсолютно изолированную систему. С течением времени замкнутая система должна достигнуть состояния равновесия; энтропия изолированной системы должна достигнуть при этом максимального значения.

Однако и в этом случае будут иметь место колебания вокруг состояния равновесия или, как их называют, флуктуации. Как то следует из уравнения (5-31), максимальное значение энтропии соответствует максимальному значению термодинамической вероятности. Очевидно, что все состояния системы, реализуемые за счет флуктуаций, должны отличаться от равновесного как меньшим значением энтропии, так и меньшим значением термодинамической вероятности. Каждое такое состояние тем скорее может быть реализовано, чем ближе его термодинамическая вероятность к термодинамической вероятности равновесного состояния.

Относительная величина возможных флуктуаций тем больше, чем меньше размеры рассматриваемой системы. Последнее можно убедительно показать на примере расчетов, сделанных физиками. Предположим, что из окружающего нас атмосферного воздуха нами мысленно выделен кубик объемом 1 см^3 . Через какое время следует ожидать изменения плотности воздуха в этом объеме за счет флуктуаций всего лишь на 1%? Вычисления показывают, что наблюдателю по всей вероятности удалось бы заметить это явление, если бы наблюдения производились в течение громадного периода времени 10^{140} лет. Но если объем мысленно выделенного кубика воздуха уменьшить во много раз и взять равным 0,008 кубического микрометра, то изменение плотности воздуха в этом объеме на 1% будет происходить очень часто — около миллиарда раз в секунду.

Можем ли мы практически наблюдать изменение термодинамических параметров системы за счет флуктуаций?

Из всего сказанного выше напрашивается отрицательный ответ. Можно убедиться в этом и с помощью простого расчета. Обозначим через S_m и P_m соответственно энтропию и термодинамическую вероятность равновесного состояния, а через S и P — энтропию и термодинамическую

вероятность состояния, достигаемого в результате флуктуации. Очевидно, можно написать:

$$S_m - S = k \ln \frac{P_m}{P} = 2,303 \cdot k \lg \frac{P_m}{P}$$

откуда следует:

$$\frac{P_m}{P} = 10^{\frac{S_m - S}{2,303 \cdot k}}$$

Допустим, что мы еще в состоянии измерить разность энтропий системы, равную 10^{-6} ккал/°абс*. Имея в виду, что $k = 3,28 \cdot 10^{-27}$ ккал/°абс, получаем:

$$\frac{P_m}{P} = 10^{\frac{10^{-6}}{2,303 \cdot 3,28 \cdot 10^{-27}}} > 10^{200}$$

Отклонение от равновесного состояния со столь большим отношением вероятностей является настолько маловероятным, что практически наблюдать его, конечно, не удастся. Это тем более справедливо, что если бы даже подобное состояние и было когда-нибудь достигнуто системой, то время пребывания системы в этом состоянии оказалось бы настолько малым, что ни один прибор не мог бы его зарегистрировать.

Таким образом, система, находящаяся в термодинамическом равновесии, все время претерпевает колебания вокруг своего равновесного состояния. Величина этих колебаний (отклонений от равновесного состояния) настолько незначительна, что наблюдать их практически невозможно. Что касается использования флуктуаций для технических целей, то это оказывается также невозможным и при этом не только с практической, но и с теоретической точки зрения.

Статистическое толкование сущности энтропии и второго закона термодинамики явилось шагом вперед в объяснении физического смысла протекающих в природе явлений. Основываясь на статистическом объяснении второго начала, Больцман показал, что ни одна система в принципе не может находиться в состоянии полного равновесия, так как в ней обязательно происходят флуктуации.

* На самом деле столь малую разность энтропий измерить не удастся: возможная ошибка измерения больше величины, которую мы хотим определить.

Второй закон термодинамики применим только к макроскопическим системам — системам, состоящим из очень большого числа частиц. Принцип же возрастания энтропии в необратимых процессах справедлив только в отношении изолированных, макроскопических систем. Поэтому ненаучными, глубоко ошибочными являются попытки распространения этого принципа на Вселенную, не имеющую границ и существующую бесконечно долго.

5-14. Обратимость и производство работы. Изолированная система может произвести работу только в случае, когда она не находится в полностью равновесном состоянии. Если исключить из рассмотрения химические процессы, то, для того чтобы изолированная система могла произвести работу, необходимо чтобы давления или температуры различных тел, входящих в рассматриваемую систему, не были абсолютно одинаковы. В первом случае, т. е. когда в системе имеются тела, обладающие различными давлениями, говорят, что в системе отсутствует механическое равновесие. Во втором случае, т. е. в случае, когда в системе имеются тела, обладающие различными температурами, говорят, что в системе отсутствует термическое (тепловое) равновесие. Следовательно, система способна к производству работы в том случае, когда она либо механически, либо термически неравновесна (либо неравновесна и в механическом и в тепловом отношениях).

Ясно, что по мере производства работы изолированная система будет приближаться к равновесному состоянию.

Допустим, например, что изолированная система состоит из окружающей среды, температура и давление которой практически остаются неизменными, и сжатого воздуха, имеющего ту же температуру, что и окружающая его среда. Такая система находится в термически равновесном состоянии (температуры равны) и в механически неравновесном состоянии (давления не равны). Подобная система может произвести работу. Для этого можно, например, использовать обычную поршневую машину, привод в движение которой будет производиться сжатым воздухом. Работу можно производить до тех пор, пока не будет исчерпан запас сжатого воздуха. После этого давления всех тел системы будут одинаковы или, иначе говоря, система достигнет механического равновесия и дальнейшее производство работы окажется невозможным.

Если в системе имеются два источника тепла, обладающие различными температурами, и рабочее тело, на-

чальное состояние которого значения не имеет, то мы имеем дело с термически неравновесной системой, которая может произвести работу, например, путем неоднократного повторения рабочим телом цикла Карно. В результате совершения цикла Карно не только оказывается произведенной известная работа, но также вполне определенное количество тепла передается от источника с более высокой температурой к источнику с более низкой температурой. Но в результате такого перехода тепла температура горячего источника будет понижаться, а температура холодного источника — повышаться¹. С течением времени температуры источников тепла сделаются одинаковыми, система достигнет термического равновесия и дальнейшее производство работы станет невозможным.

Таким образом, производство работы изолированной системой возможно в процессе перехода системы из неравновесного состояния в равновесное. Величина произведенной работы зависит, как известно, от характера процесса. Следовательно, с точки зрения величины произведенной работы далеко не безразлично, каким путем система переходит из неравновесного состояния в равновесное.

Допустим снова, что в нашем распоряжении имеется термически неравновесная система, состоящая из двух источников тепла, имеющих различные температуры, и рабочего тела. Можно представить себе случай, когда тепло от горячего источника передается непосредственно холодному источнику, минуя рабочее тело. В результате такого процесса температуры всех тел системы через некоторое время станут одинаковыми, система окажется в состоянии термического равновесия, а никакой работы вообще не будет произведено². Подобный процесс теплообмена (выравнивания температур) без производства работы обязательно должен происходить при конечной разности температур, т. е. необратимо. Наоборот, максимальная работа при переходе системы из термически неравновесного состояния в равновесное может быть получена в результате неоднократного совершения рабочим телом цикла Карно, в котором наибольшая температура рабочего тела равна темпе-

¹ Если только мы не сделаем допущения о бесконечно большой величине источников. Из такого допущения следует, что отнятие или сообщение источнику конечного количества тепла не изменит температуры источника.

² Можно представить себе, простоты ради, что температура рабочего тела вообще не изменялась, будучи равной вначале температуре термически равновесного состояния системы.

температуре горячего источника, а наименьшая температура рабочего тела равна температуре холодного источника, т. е. в результате совершения только полностью обратимых процессов.

Если в нашем распоряжении имеется механически неравновесная изолированная система, состоящая как и раньше из запаса сжатого воздуха и среды, то и в этом случае наибольшая работа, которую можно получить при переходе из механически неравновесного состояния системы в равновесное, может быть получена только в результате осуществления полностью обратимых процессов. Представим себе, что работа производится с помощью поршневой воздушной машины. Ясно, что при прочих равных условиях полученная работа будет тем больше, чем меньше трение между поршнем и стенками цилиндра машины. Но трение представляет собой типичный необратимый процесс. Наибольшая работа была бы получена в случае, если бы трение отсутствовало вовсе, т. е. в полностью обратимом процессе.

Таким образом, мы пришли к следующим важным выводам:

1. Изолированная система способна к производству работы только в случае, когда она находится в неравновесном состоянии. После достижения равновесного состояния работоспособность системы оказывается исчерпанной.

2. Для получения наибольшей возможной работы при переходе системы из неравновесного состояния в равновесное необходимо, чтобы все процессы, протекающие в системе, были полностью обратимы.

Весьма важной задачей является численное определение максимальной полезной работы¹, которую может произвести система, или, как говорят иногда, определение работоспособности системы. Представим себе, что в нашем распоряжении имеется замкнутая система, состоящая из окружающей среды и некоторого тела или совокупности тел, имеющих отличные от среды давление p и температуру T (или один из этих параметров).

Такое тело или группу тел будем именовать в дальнейшем источником работы.

Будем предполагать далее, что температура T_0 и давление p_0 среды являются неизменными или во всяком случае не зависят от того, сообщается ли тепло среде или заби-

¹ Под полезной работой понимается та часть произведенной работы, которая может быть использована по нашему усмотрению

рается у нее. Поскольку в общем случае $p \neq p_0$ и $T \neq T_0$, замкнутая система является неравновесной и, следовательно, способна произвести работу. Попробуем определить максимальную полезную работу системы или ее работоспособность. Введем с этой целью также следующие обозначения. Обозначим через U_1 и V_1 соответственно внутреннюю энергию и объем источника работы в начальном, неравновесном в отношении среды состоянии. Через U_2 и V_2 обозначим внутреннюю энергию и объем источника работы в конечном, равновесном в отношении среды состоянии. Начальное давление и температуру источника работы как уже сказано, обозначим через p и T , а конечные (равные таковым для среды) — через p_0 и T_0 . Начальную внутреннюю энергию среды обозначим через U_{01} , конечную через U_{02} . Суммарная внутренняя энергия системы U' в начальном, неравновесном состоянии должна быть равна:

$$U' = U_1 + U_{01},$$

а суммарная внутренняя энергия системы в конечном, равновесном состоянии

$$U'' = U_2 + U_{02}.$$

Так как рассматриваемая система по условию является замкнутой, не имеющей теплообмена с какими-либо внешними телами, то работа может быть произведена системой только за счет уменьшения ее внутренней энергии:

$$AL = U' - U''$$

или согласно написанному выше

$$AL = (U_1 - U_2) + (U_{01} - U_{02}). \quad (5-33)$$

Но между источником работы и средой может существовать теплообмен; кроме того, источник работы может совершить работу над средой (против давления среды). Если обозначить через Q_0 тепло, переданное источником работы среде, а через L_0 — работу, совершенную источником работы над средой, то можно написать:

$$U_{02} - U_{01} = Q_0 + AL_0.$$

Так как давление среды p_0 неизменно, то

$$L_0 = p_0(V_2 - V_1)$$

и тогда

$$U_{01} - U_{02} = -Q_0 - Ap_0(V_2 - V_1). \quad (5-34)$$

Подставляя значение $(U_{01} - U_{02})$ из уравнения (5-34) в (5-33), получим:

$$AL = (U_1 - U_2) - Q_0 - Ap_0(V_2 - V_1). \quad (5-35)$$

Тепло, сообщенное среде, Q_0 равно, очевидно, произведению неизменной температуры среды T_0 на приращение энтропии среды $(S_{02} - S_{01})$, т. е.

$$Q_0 = T_0(S_{02} - S_{01}). \quad (5-36)$$

Подставляя значение Q_0 из уравнения (5-36) в (5-35), получим:

$$AL = (U_1 - U_2) - T_0(S_{02} - S_{01}) - Ap_0(V_2 - V_1). \quad (5-37)$$

Уравнение (5-37) дает значение полезной работы, произведенной системой при переходе из неравновесного состояния в равновесное, так как из всей произведенной работы вычитается часть ее $p_0(V_2 - V_1)$, затраченная на сжатие среды и, следовательно, не могущая быть использованной по нашему усмотрению. Однако уравнение (5-37) не дает еще величины максимальной полезной работы, так как не обуславливает обязательной обратимости всех протекающих в системе процессов.

Для того чтобы получить уравнение *максимальной полезной работы* или работоспособности системы, необходимо воспользоваться следующим известным положением: в результате протекания обратимых процессов энтропия замкнутой системы не изменяется¹. Так как рассматриваемая замкнутая система состоит только из источника работы и среды и так как согласно сказанному выше энтропия среды возрастает на величину $(S_{02} - S_{01})$, то энтропия источника работы должна уменьшиться на ту же величину. Обозначив через S_1 энтропию источника работы в начальном, неравновесном состоянии системы, а через S_2 — энтропию источника работы в конечном, равновесном состоянии системы, можно написать:

$$S_{02} - S_{01} = S_1 - S_2. \quad (5-38)$$

Последнее уравнение справедливо только для обратимых процессов. Учитывая уравнения (5-38) и (5-37), можно на-

¹ Как помнит читатель, энтропия замкнутой системы возрастает в результате проведения необратимых процессов.

писать выражение для максимальной полезной работы системы:

$$A(L_{\text{полезн}})_{\text{макс}} = (U_1 - U_2) - T_0(S_1 - S_2) - Ap_0(V_2 - V_1). \quad (5-39)$$

Рассмотрим несколько конкретных примеров. На рис. 5-25 точка I представляет собой начальное состояние источника работы¹; точка O соответствует параметрам среды p_0, T_0 . Как видно из рис. 5-25, точки I и O лежат на одной и той же изотерме (изотерме среды) и поэтому в начальном, неравновесном состоянии замкнутая система, состоящая из источника работы и среды, находится в термическом равновесии, но не в механическом ($p_1 > p_0$). Чему

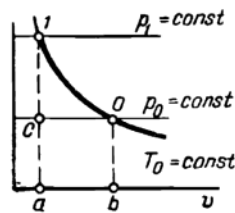


Рис. 5-25.

равна в данном случае работоспособность системы? Эта несложная задача может быть решена либо непосредственно по уравнению (5-39), либо с помощью p - v -диаграммы, представленной на рис. 5-25. Воспользуемся сначала вторым путем, решим задачу с помощью p - v -диаграммы. Работоспособность системы окажется исчерпанной после того, как источник работы из начального состояния I перейдет

в состояние O , т. е. после того, как изолированная система достигнет равновесного состояния. Для того чтобы системой была произведена максимально возможная работа, необходимо, чтобы процесс перехода источника работы из состояния I в состояние O совершался полностью обратимо. Следовательно, необходимо прежде всего определить возможный обратимый процесс (или совокупность обратимых процессов) при переходе источника работы из I в O .

Так как рассматриваемая изолированная система включает только один источник тепла, обладающий неизменной температурой, а именно среду, то обратимый процесс можно представить либо при отсутствии теплообмена между источником работы и средой (адиабатическое расширение или сжатие источника работы), либо при наличии теплообмена между источником работы и средой, но обязательно при неизменной температуре среды T_0 (изотермическое

¹ Простоты ради допустим, что источник работы обладает свойствами идеального газа.

расширение или сжатие источника работы при температуре T_0). Нетрудно догадаться, что во всех остальных процессах неизбежно будет иметь место теплообмен между источником работы и средой при конечной разности температур, и в этом случае осуществление обратимого процесса невозможно в принципе. Это значит, что единственным возможным обратимым процессом между состояниями I и O является расширение газа по изотерме T_0 . Работа, произведенная источником работы в этом процессе, эквивалентна пл. $I-O-b-a$ (рис. 5-25).

Но не вся произведенная работа может быть использована по нашему усмотрению: часть произведенной работы, эквивалентная пл. $a-c-O-b$, неизбежно расходуется на вытеснение среды (совершается против неизменного давления среды p_0). Следовательно, максимально возможная полезная работа, равная разности всей произведенной работы и работы, затраченной на вытеснение среды, эквивалентна пл. $I-O-c$.

Тот же результат легко получить и непосредственно из уравнения (5-39)*. Так как источник работы обладает свойствами идеального газа и так как температура источника в состояниях I и O одинакова и равна T_0 , то внутренняя энергия источника работы в состояниях I и O также одинакова и первое слагаемое уравнения (5-39) равно нулю. Второе слагаемое уравнения (5-39) представляет собой количество тепла, подведенное к источнику работы в изотермическом процессе при температуре T_0 . Так как источник работы обладает свойствами идеального газа, то тепло, подведенное в изотермическом процессе, равно работе этого изотермического процесса (внутренняя энергия остается неизменной!). Энтропия источника работы в процессе изотермического расширения увеличивается (тепло подводится!), $S_0 > S_1$, и поэтому второе слагаемое уравнения (5-39) будет положительно. Численное же значение его будет эквивалентно пл. $I-O-b-a$ на рис. 5-25. Последнее слагаемое уравнения (5-39) будет отрицательно ($V_2 > V_1$), а численное значение его эквивалентно пл. $a-c-O-b$. Таким образом,

$$A(L_{\text{полезн}})_{\text{макс}} = \text{пл. } I-O-b-a - \text{пл. } a-c-O-b = \text{пл. } I-O-c.$$

Рассмотрим второй пример. Предположим, что замкнутая система состоит, как и раньше, из источника работы, обладающего свойствами идеального газа, и среды. На-

* В уравнении (5-39) индекс 2 нужно заменить индексом 0.

чальное состояние источника работы характеризуется точкой 1 в p - v -диаграмме рис. 5-26.

Точка 0 снова характеризует состояние источника работы при температуре и давлении, равным таковым для среды, т. е. состояние источника работы в равновесии со средой. Прежде всего необходимо определить возможный обратимый путь перехода источника работы из состояния 1 в состояние 0 . Как сказано выше, единственными обратимыми процессами при наличии в системе одного лишь источника тепла с неизменной температурой (среды с температурой T_0) могут быть адиабатический и изотермический процесс при температуре T_0 . Поэтому единственным

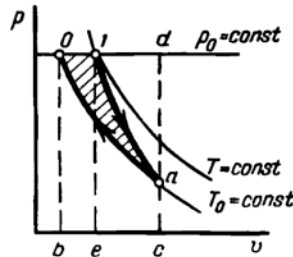


Рис. 5-26.

возможным обратимым путем перехода источника работы из состояния 1 в равновесное со средой состояния 0 является адиабатическое расширение из начального состояния до температуры среды (адиабата $1-a$ на рис. 5-26) и дальнейшее сжатие при неизменной температуре T_0 (изотерма $a-0$ на рис. 5-26).

Чему же будет равна максимальная полезная работа?

Как и раньше, эта задача может быть решена двумя путями: или непосредственно по уравнению (5-39), в котором индекс 2 должен быть заменен индексом 0, или с помощью p - v -диаграммы рис. 5-26. Выберем сначала второй путь. Так как в процессе адиабатического расширения $1-a$ давление источника работы все время меньше давления среды p_0^* , то совершаемая в этом процессе работа газа, эквивалентная пл. $1-a-c-e$, меньше работы, эквивалентной пл. $1-d-c-e$, потребной на сжатие среды. Следовательно, в данном случае не только не может быть произведено никакой полезной работы, но для осуществления процесса $1-a$, наоборот, необходима затрата работы, эквивалентной пл. $1-d-a$. Можно представить себе, что необходимая для проведения этого процесса работа временно берется из какого-то внешнего в отношении рассматриваемой системы источника. Процесс изотермического сжатия требует затраты работы, эквивалентной пл. $a-0-b-c$. Работа эта мо-

* Исключая начальную точку 1 , в которой давление источника работы равно давлению среды p_0 .

жет быть произведена средой, неизменное давление которой p_0 все время больше давления источника работы¹. Более того, работа, которую может произвести среда при уменьшении объема рабочей системы, соответствующем изотермическому сжатию $a-0$, больше работы, которую нужно затратить на изотермическое сжатие источника работы, на величину, эквивалентную пл. $d-a-0$. Очевидно, что искомая величина максимальной полезной работы будет равна разности избыточной работы, эквивалентной пл. $d-a-0$, и работы, заимствованной ранее у внешнего источника, эквивалентной пл. $1-d-a$, т. е.

$$(L_{\text{полезн}})_{\text{макс}} = \text{пл. } d-a-0 - \text{пл. } 1-d-a = \text{пл. } 1-a-0.$$

Как и в предыдущем примере, величину $(L_{\text{полезн}})_{\text{макс}}$ можно определить непосредственно из уравнения (5-39); это уравнение для данного случая может быть написано в виде:

$$A(L_{\text{полезн}})_{\text{макс}} = (U_1 - U_0) - T_0(S_1 - S_0) - Ap_0(V_0 - V_1). \quad (5-40)$$

Первое слагаемое этого уравнения, $U_1 - U_0$, представляет собой работу адиабатического расширения между температурами T_1 и T_0 вне зависимости от значений начального и конечного давлений². Эта работа будет положительна и эквивалентна пл. $1-a-c-e$.

Второе слагаемое уравнения (5-40) представляет собой количество тепла, сообщенное среде источником работы. Так как в процессе адиабатического расширения $1-a$ энтропия источника работы не изменяется, то $S_1 = S_a$ и следовательно.

$$T_0(S_1 - S_0) = T_0(S_a - S_0).$$

Количество тепла, сообщенное или отведенное в изотермическом процессе, равно работе расширения или сжатия этого процесса. Поэтому тепло, отнятое у источника работы в процессе изотермического сжатия $a-0$, равно работе, эквивалентной площади $a-0-b-c$. Так как $S_a = S_1 < S_0$, то второй член уравнения (5-40) будет иметь знак $+$.

¹ Исключая конечную точку 0 , в которой эти давления равны.

² Как уже сказано, речь идет об источнике работы, обладающем свойствами идеального газа.

Наконец, последний член уравнения (5-40), $A p_0 (V_0 - V_1)$, как это видно из рис. 5-26, будет также иметь знак $+$, а по величине будет эквивалентен площади $1-0-b-e$. Таким образом,

$$(L_{\text{полезн}})_{\text{макс}} = \text{пл. } 1-a-c-e + \text{пл. } 1-0-b-c - \text{пл. } a-0-b-c = \text{пл. } 1-a-0.$$

На рис. 5-27 и 5-28 заштрихованными площадями показаны также величины максимальной полезной работы. В первом случае (рис. 5-27) в начальном состоянии система неравновесна и в термическом и в механическом отношениях, так как температура и давление источника работы больше T_0 и p_0 . Во втором случае (рис. 5-28) в начальном состоянии система также неравновесна и в термическом и в механическом отношениях, но только здесь $T < T_0$.

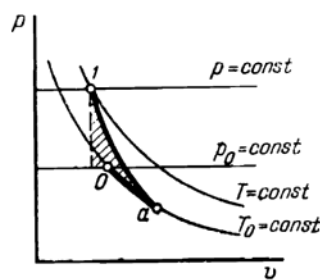


Рис. 5-27.

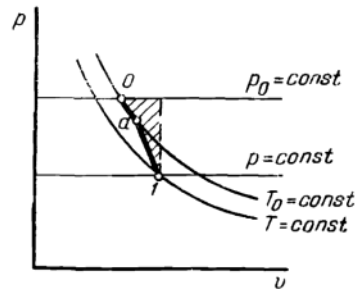


Рис. 5-28.

и $p < p_0$. Мы не считаем нужным пояснять, каким образом определяются значения максимальной полезной работы в этих случаях. На основании сказанного выше читатель легко разберется в этом сам.

Еще большее практическое значение, чем максимальная полезная работа изолированной системы или работоспособность системы, имеет максимальная полезная работа тепла, или работоспособность тепла. Под максимальной полезной работой тепла понимается работа, которую может произвести рабочее тело, совершившее полностью обратимый круговой процесс (обратимый цикл) в результате подвода к нему определенного количества тепла. В этом случае систему следует рассматривать состоящей из двух источников тепла — источника тепла высокой температуры и источника тепла низкой температуры — и рабочего тела, совершающего обязательно круговой процесс

В качестве источника низкой температуры, как и раньше, принимается среда с ее практически неизменными параметрами T_0 и p_0 . В качестве источника высокой температуры часто (но далеко не всегда) принимается бесконечно большой источник, имеющий, следовательно, неизменную температуру T_1 . Так как рабочее тело совершает круговой процесс, то внутренняя энергия его остается в результате совершения цикла неизменной, и поэтому работа может быть произведена только за счет тепла, сообщаемого источником высокой температуры. Существенно отметить, что работоспособность тепла не зависит от величины давления среды p_0 , так как объем рабочего тела в результате совершенного им кругового процесса остается неизменным, среда не подвергается в итоге сжатию или расширению и вся работа, произведенная рабочим телом за цикл, может быть использована по нашему усмотрению, т. е. является полезной.

Тепло, сообщенное рабочему телу источником тепла высокой температуры, может быть только частично превращено в работу в круговом процессе. Определенная часть тепла неизбежно передается источнику низкой температуры. Максимальная работа может быть получена лишь в том случае, когда в системе протекают только обратимые процессы и, следовательно, в случае, когда суммарная энтропия рассматриваемой изолированной системы остается неизменной.

Но неизменность суммарной энтропии изолированной системы при протекании в ней обратимых процессов отнюдь не обуславливает неизменности энтропии отдельных тел или совокупностей тел, входящих в систему. Рассматриваемая нами изолированная система состоит, как уже сказано, из двух источников тепла и рабочего тела. Так как рабочее тело совершает круговой процесс, то все его параметры в результате остаются неизменными, даже независимо от того, обратимы или необратимы процессы, совершающиеся в системе. Что касается энтропии источника тепла низкой температуры, то она должна увеличиваться, так как тепло этому источнику сообщается. Наоборот, энтропия источника тепла высокой температуры должна уменьшаться, так как тепло этим источником отдается. Так как в случае обратимости всех процессов, протекающих в замкнутой системе, суммарная энтропия этой системы не изменяется, то увеличение энтропии источника тепла низкой температуры $\Delta S_{\text{холод}}$ должно быть равно

уменьшению энтропии источника тепла высокой температуры $\Delta S_{гор}$:

$$\Delta S_{хол} = \Delta S_{гор}; \quad (5-41)$$

последнее равенство как мы уже сказали, справедливо только в случае, когда все процессы, протекающие в изолированной системе, обратимы.

После всего сказанного нетрудно написать выражение максимальной полезной работы тепла, или работоспособности тепла $(L'_{полезн})_{макс}$. Обозначим через Q_1 количество

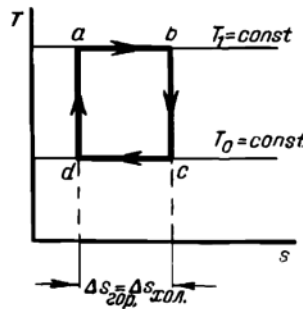


Рис. 5-29.

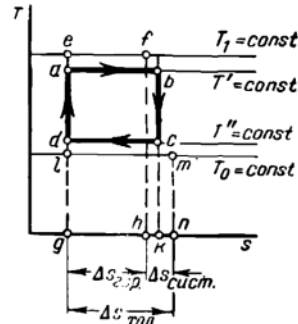


Рис. 5-30.

тепла, сообщенное источником тепла высокой температуры рабочему телу. Произведенная этим последним за цикл работа будет равна полученному от источника высокой температуры количеству тепла, за вычетом тепла, переданного рабочим телом источнику низкой температуры. Так как температура T_0 источника низкой температуры, т. е. среды, практически остается неизменной, то тепло, полученное средой, Q_0 можно представить произведением $T_0 \cdot \Delta S_{хол}$. Учитывая же уравнение (5-41), можно написать:

$$Q_0 = T_0 \cdot \Delta S_{гор} \quad (5-42)$$

и тогда

$$A(L'_{полезн})_{макс} = Q_1 - T_0 \cdot \Delta S_{гор} \quad (5-43)$$

В Ts -диаграмме (рис. 5-29) показаны температура источника тепла высокой температуры T_1 и температура источника низкой температуры (среды) T_0 . Известно, что при наличии двух источников тепла, имеющих неизменные

температуры, в качестве обратимого цикла можно представить себе только цикл Карно. Обязательным условием обратимости цикла Карно, представленного на рис. 5-29 круговым процессом $abcd$, является равенство температуры рабочего тела в процессе подвода к нему тепла температуре источника тепла высокой температуры и равенство температуры рабочего тела в процессе отвода от него тепла температуре источника тепла низкой температуры. Другими словами, теплообмен между источниками тепла и рабочим телом должен происходить только при бесконечно малой разности температур.

Цикл Карно, изображенный на рис. 5-29, удовлетворяет этому условию и поэтому абсолютные значения изменения энтропии двух источников тепла равны между собой, а суммарное изменение энтропии изолированной системы равно нулю.

В Ts -диаграмме рис. 5-30 показаны также температуры источников тепла T_1 и T_0 , а также цикл Карно $abcd$, осуществляемый рабочим телом. Но так как теплообмен между источниками тепла и рабочим телом происходит при конечной разности температур ($T_1 > T'$ и $T'' > T_0$), то цикл этот необратим. Поэтому суммарное изменение энтропии изолированной системы не равно нулю.

В этом последнем обстоятельстве убедиться весьма просто. Источник высокой температуры отдает рабочему телу тепло, эквивалентное пл. $e-f-h-g$. Все это тепло воспринимается рабочим телом, но при более низкой температуре последнего $T' < T_1$. Тепло, воспринятое рабочим телом, эквивалентно площади $a-b-k-g$; очевидно, что пл. $e-f-h-g =$ пл. $a-b-k-g$. Рабочее тело отдает затем источнику тепла низкой температуры количество тепла, эквивалентное пл. $d-c-k-g$. Источник тепла низкой температуры воспринимает все это тепло, но при более низкой температуре $T_0 < T''$. Тепло, воспринятое источником тепла низкой температуры, эквивалентно пл. $l-m-n-g$; очевидно также, что пл. $d-c-k-g =$ пл. $l-m-n-g$.

Энтропия рабочего тела, поскольку последнее совершает круговой процесс, остается неизменной. Поэтому суммарное изменение энтропии изолированной системы, равное разности изменений энтропии источника тепла низкой температуры и источника тепла высокой температуры, как это видно из рис. 5-30, будет положительной величиной:

$$\Delta S_{\text{сист}}^e = \Delta S_{\text{тол}} - \Delta S_{\text{гор}} \quad (5-44)$$

Изменение энтропии изолированной системы могло возникнуть только вследствие необратимости протекающих в этой системе процессов; поэтому часто обозначают

$$\Delta S_{\text{сист}} = \Delta S_{\text{необр}},$$

Очевидно, что максимальная полезная работа системы, или максимальная полезная работа тепла, тем меньше, чем больше необратимость процессов, мерой которой является увеличение энтропии рассматриваемой замкнутой системы. Поэтому между уменьшением максимальной полезной работы или, как говорят часто, потерей работоспособности и возрастанием энтропии вследствие необратимости должна существовать однозначная зависимость. Установить характер этой зависимости является делом нетрудным.

Допустим, что имеется неравновесная замкнутая система, состоящая из источника работы и среды. Независимо от того, являются ли протекающие процессы обратимыми или необратимыми, внутренняя энергия источника работы изменяется от начального значения U_1 до значения равновесного со средой состояния U_0 .

Разность внутренней энергии источника работы ($U_1 - U_0$) частично превращается в работу, частично переходит в виде тепла к среде:

$$U_1 - U_0 = AL + Q_n. \quad (5-45)$$

При этом наибольшая часть от $U_1 - U_0$ превращается в работу в случае обратимости всех процессов:

$$U_1 - U_0 = AL^{\text{обр}} + Q_n^{\text{обр}} \quad (5-46)$$

следовательно, $L^{\text{обр}} = L_{\text{макс}}$.

В случае необратимых процессов

$$U_1 - U_0 = AL^{\text{необр}} + Q_0^{\text{необр}} \quad (5-47)$$

Сравнивая уравнения (5-46) и (5-47), можно написать:

$$AL^{\text{обр}} - AL^{\text{необр}} = \Delta AL = Q_0^{\text{необр}} - Q_0^{\text{обр}}; \quad (5-48)$$

в последнем уравнении ΔAL представляет собой потерю работоспособности вследствие необратимости. Так как температура источника тепла низкой температуры — среды

Остается практически неизменной, равной T_0 , то можно написать:

$$Q_0^{\text{обр}} = T_0 \cdot \Delta S^{\text{обр}}; \quad (5-49)$$

$$Q_0^{\text{необр}} = T_0 \cdot \Delta S'' \quad (5-50)$$

Из уравнений (5-48), (5-49) и (5-50) следует:

$$\Delta AL = T_0 (\Delta S^{\text{необр}} - \Delta S^{\text{обр}}),$$

или

$$\Delta AL = T_0 \cdot \Delta S_{\text{необр}}. \quad (5-51)$$

В уравнении (5-51) $\Delta S_{\text{необр}} = \Delta S^{\text{необр}} - \Delta S^{\text{обр}}$ представляет собой увеличение энтропии изолированной системы вследствие необратимости протекающих в ней процессов.

Уравнение (5-51) имеет универсальное значение. Если рассматривать изолированную систему, состоящую из двух источников тепла и рабочего тела, совершающего круговой процесс, то потеря работоспособности такой системы может быть выражена тем же уравнением (5-51). Действительно, в этом случае

$$AL'_{\text{полезн}} = Q_1 - Q_0 = Q_1 - T_0 \cdot \Delta S_{\text{хол}}; \quad (5-52)$$

в* последнем уравнении, как помнит читатель, Q_1 представляет собой тепло, переданное источником высокой температуры рабочему телу, а Q_0 — тепло, переданное рабочим телом источнику низкой температуры. Но в случае обратимости всех процессов согласно (5-43)

$$A(L'_{\text{полезн}})_{\text{макс}} = Q_1 - T_0 \cdot \Delta S_{\text{гор}}.$$

Следовательно,

$$\Delta AL = A(L'_{\text{полезн}})_{\text{макс}} - AL'_{\text{полезн}} = T_0 \cdot (\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}}),$$

но разность $(\Delta S_{\text{хол}} - \Delta S_{\text{гор}})$ как раз и представляет собой увеличение энтропии изолированной системы вследствие необратимости $\Delta S_{\text{необр}}$ и тогда

$$\Delta AL = T_0 \cdot \Delta S_{\text{необр}};$$

т. е. мы снова, как и следовало ожидать, получили уравнение (5-51).

С помощью уравнения (5-51) удобно анализировать экономичность работы тепловых установок. Такой метод анализа именуется обычно энтропийным методом расчета энергетических потерь и в последнее время используется все чаще.

Что касается определения величины $\Delta S_{\text{необр}}$, то здесь вряд ли могут быть даны какие-либо рекомендации общего характера. Определение $\Delta S_{\text{необр}}$ — задача не всегда простая — должно производиться отдельно для каждого реального процесса.

ГЛАВА ШЕСТАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

6-1. Уравнения тепла, внутренней энергии, энтальпии и энтропии. Из известных нам термодинамических параметров тела непосредственному определению опытным порядком доступны только p , v и t . Но уравнения первого и второго законов термодинамики позволяют установить для любого тела ряд аналитических зависимостей между различными параметрами в дифференциальной форме. При наличии таких зависимостей по параметрам, определяемым экспериментально, остальные получают интегрированием соответствующих дифференциальных уравнений, составление которых и является содержанием данной главы.

По первому закону термодинамики для обратимых процессов

$$dq = du + Ap dv \quad (6-1)$$

или в другом варианте [уравнение (3-36)]

$$dq = di - Av dp. \quad (6-2)$$

По второму же закону

$$dq = T ds. \quad (6-3)$$

Сопоставление уравнений (6-1) и (6-3) дает:

$$T ds = du + Ap dv. \quad (6-4)$$

Основными параметрами являются, как сказано, p , v и T ; но из них только два являются независимыми для

однородных тел, какими считаются газы и перегретые пары. Поэтому любая пара из них — p и T , v и T , p и v — определяет все остальные параметры.

Взяв, например, за независимые переменные v и T , мы можем получить зависимости общего вида:

$$p = f_1(v, T);$$

$$u = f_2(v, T);$$

$$i = f_3(v, T);$$

$$s = f_4(v, T).$$

В уравнения (6-1) — (6-3) входит величина q , которая, как известно, не есть функция состояния и, следовательно, величина, не характеризующая состояние. Ее целесообразно выразить через теплоемкость по соотношению

$$dq = c dT.$$

В таком случае по уравнению (6-1)

$$c dT = du + A p dv,$$

а при $v = \text{const}$

$$c_v dT_v = du_v,$$

откуда

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (6-5)$$

По уравнению (6-3) при $v = \text{const}$

$$c_v dT_v = T ds_v$$

и, следовательно,

$$c_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v \quad (6-6)$$

При $p = \text{const}$ по уравнению (6-2)

$$c_p dT_p = di_p$$

и, следовательно,

$$c_p = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p \quad (6-7)$$

а по уравнению (6-3) при $p = \text{const}$

$$c_p dT_p = T ds_p$$

и, следовательно,

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p. \quad (6-8)$$

Положим сначала, что независимыми переменными являются v и T

Из уравнения (6-4)

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{Ap dv}{T},$$

где по правилам дифференциального исчисления, поскольку $u = f_2(v, T)$,

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

и, следовательно,

$$ds = \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \frac{dv}{T} + \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \frac{dT}{T} + \frac{Ap dv}{T},$$

или

$$ds = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + Ap \right] dv.$$

Но одновременно можно написать, поскольку $s = f_3(v, T)$,

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T dv.$$

Сопоставляя последнее уравнение с предыдущим, заключаем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad (6-9)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + Ap \right] \quad (6-10)$$

Возьмем частную производную уравнения (6-9) по v (при $T = \text{const}$), получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial v} = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial T \partial v}.$$

Далее берем частную производную уравнения (6-10) по T (при $v = \text{const}$), получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial v \partial T} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} + A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right] - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + Ap \right].$$

Эти производные, очевидно, равны, т. е.

$$\frac{1}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial T \partial v} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} + A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right] - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + Ap \right]$$

откуда

$$A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + Ap \right]$$

и, следовательно,

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - Ap. \quad (6-11)$$

Подставляя же это значение в уравнение (6-10), получаем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad (6-12)$$

Уравнения (6-11) и (6-12) дают изменение внутренней энергии и энтропии как функции переменных p , v , T при изотермическом процессе. Но с их помощью можно получить и полные дифференциалы du и ds , т. е. изменения u и s в зависимости от p , v , T в любом процессе.

Мы имели уже

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

подставляя сюда $\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T$ из уравнения (6-11) и $\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = c_v$ из уравнения (6-5), получаем:

$$du = \left[AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - Ap \right] dv + c_v dT \quad (6-13)$$

Аналогично

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v dT;$$

подставляя сюда $\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T$ из уравнения (6-12) и $\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v = \frac{c_v}{T}$ из уравнения (6-6), получаем:

$$ds = A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv + \frac{c_v}{T} dT. \quad (6-14)$$

Кроме того, по уравнению (6-3)

$$dq = T ds,$$

т. е.

$$dq = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv + c_v dT \quad (6-15)$$

Таким образом, имея уравнение состояния тела, связывающее между собой параметры p , v и T , мы можем с помощью уравнений (6-13), (6-14) и (6-15) определить изменения внутренней энергии и энтропии, а также подводимое или отводимое тепло для любого процесса, если известно c_v . Но величина c_v определяется уравнением состояния, как это будет установлено позже.

Для идеальных газов

$$pv = RT$$

и, следовательно,

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R}{v};$$

подставляя в уравнение (6-13), получаем:

$$du = \left(\frac{ART}{v} - Ap \right) dv + c_v dT = \left(\frac{Apv}{v} - Ap \right) dv + c_v dT = c_v dT$$

как это и было установлено нами в свое время.

По уравнению (6-11)

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0,$$

т. е. при изотермическом изменении объема идеального газа его внутренняя энергия не изменяется; другими словами, его внутренняя энергия не зависит от объема и является функцией только температуры. Отсюда следует, что и c_v может быть функцией только температуры.

Положим теперь, что независимыми переменными являются p и T . Сопоставляя уравнения (6-2) и (6-3), имеем:

$$T ds = di - Av dp,$$

откуда

$$ds = \frac{di}{T} - \frac{Av}{T} dp.$$

Но одновременно, поскольку $i = f_3(p, T)$,

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT$$

так что

$$ds = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{T} + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right] dp.$$

С другой стороны, поскольку $s = f_4(p, T)$,

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp.$$

Сопоставляя последнее уравнение с предыдущим, заключаем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p \quad (6-16)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right]. \quad (6-17)$$

Возьмем частную производную уравнения (6-16) по p (при $T = \text{const}$) и частную производную уравнения (6-17) по T (при $p = \text{const}$); получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial p} = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 i}{\partial T \partial p};$$

$$\frac{\partial^2 s}{\partial p \partial T} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 i}{\partial p \partial T} - A \frac{\partial v}{\partial T} \right]_p - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right].$$

Эти производные, очевидно, равны, т. е.

$$\frac{1}{T} \frac{\partial^2 i}{\partial p \partial T} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 i}{\partial p \partial T} - A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \right] - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right],$$

или

$$A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right],$$

откуда

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = -AT \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + Av. \quad (6-18)$$

Подставляя это значение в уравнение (6-17), получаем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad (6-19)$$

Уравнения (6-18) и (6-19) дают изменения i и s при изотермическом процессе, но с их помощью можно получить и изменения di и ds в любом процессе.

Мы имели уже

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p dT;$$

подставляя сюда $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T$ из уравнения (6-18) и $\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p = c_p$ из уравнения (6-7), получаем:

$$di = c_p dT - A \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v \right] dp. \quad (6-20)$$

Аналогично

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp;$$

подставляя сюда $\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}$ из уравнения (6-8) и $\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$ из уравнения (6-19), получаем:

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp. \quad (6-21)$$

Кроме того, по уравнению (6-3) $dq = T ds$, т. е.

$$dq = c_p dT - AT \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp. \quad (6-22)$$

Для идеальных газов

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}$$

и, следовательно, по уравнению (6-20)

$$di = c_p dT - A \left(\frac{RT}{p} - v\right) dp = c_p dT,$$

а по уравнению (6-18)

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = 0,$$

т. е. при изотермическом изменении состояния энтальпия идеального газа не изменяется; другими словами, его энтальпия не зависит от давления и является функцией только температуры. Отсюда следует, что и c_p может быть функцией только температуры.

Совершенно аналогичным путем могут быть получены соответствующие дифференциальные уравнения, если взять независимыми переменными p и v .

6-2. Уравнения теплоемкостей c_p и c_v . В самом общем случае по уравнению (6-15)

$$dq = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv + c_v dT;$$

при $p = \text{const}$ $dq = c_p dT_p$ и, следовательно,

$$c_p dT_p = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv_p + c_v dT_p,$$

откуда

$$c_p - c_v = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (6-23)$$

Для идеальных газов

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R}{v} \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p},$$

что дает после подстановки:

$$c_p - c_v = AT \frac{R}{v} \cdot \frac{R}{p} = AR.$$

По уравнению (6-8)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \frac{c_p}{T},$$

возьмем частную производную этого уравнения по p (при $T = \text{const}$); получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial p} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T.$$

По уравнению (6-19)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p;$$

возьмем частную производную этого уравнения по T (при $p = \text{const}$); получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial p \partial T} = -A \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p$$

Эти частные производные одинаковы, т. е.

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T = -AT \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \quad (6-24)$$

Это уравнение дает зависимость c_p от давления.

Если экспериментальным путем найдена зависимость теплоемкости c_p от давления и температуры, то двукратным интегрированием уравнения (6-24) можно получить связь между параметрами p , v и T , т. е. уравнение состояния.

Совершенно аналогично получается уравнение для c_v .
По уравнению (6-6)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial l}\right)_v = \frac{c_v}{T};$$

берем частную производную этого уравнения по v (при $T = \text{const}$); получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial l \partial v} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T$$

По уравнению (6-12)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = A \left(\frac{\partial p}{\partial l}\right)_v;$$

берем частную производную этого уравнения по T (при $v = \text{const}$); получаем:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial v \partial T} = A \left(\frac{\partial^2 p}{\partial l^2}\right)_v;$$

так как эти частные производные одинаковы, то

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = AT \left(\frac{\partial^2 p}{\partial l^2}\right)_v \quad (6-25)$$

Это уравнение дает зависимость c_v от объема.

Для идеальных газов

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v} \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial l^2}\right)_v = 0;$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial l}\right)_p = \frac{R}{p} \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial^2 v}{\partial l^2}\right)_p = 0,$$

так что по уравнениям (6-24) и (6-25)

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = 0 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = 0,$$

т. е. теплоемкости c_p и c_v идеальных газов не зависят от давления и объема и могут быть функциями только температуры.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

7-1. Принцип работы двигателя внутреннего сгорания. Термический к. п. д. кругового процесса η_t в общем тем выше, чем больше высшая и чем меньше низшая температура рабочего тела. Необходимая для перевода в работу теплота получается в теплосиловых установках сжиганием жидкого или газообразного топлива, вследствие чего при сгорании развивается довольно высокая температура. Чтобы использовать высокую температуру горения, целесообразно, очевидно, взять рабочим телом сами газообразные продукты горения, имеющие эту температуру, и осуществлять процесс горения в рабочем пространстве машины двигателя. Такие машины называются двигателями внутреннего сгорания. В них температура горения является высшей температурой процесса, что представляет важное преимущество этих двигателей, так как заметно повышает η_t .

Двигатель внутреннего сгорания, поскольку в нем рабочим телом служат газообразные продукты горения, является в широком смысле слова газовым двигателем. Топливом для него принципиально может служить любое горючее: твердое, жидкое, газообразное, но в настоящее время применяется только жидкое и газообразное топливо. Наиболее употребительным газовым топливом являются генераторный и доменный газы; двигатели же, работающие на газообразном топливе, называют газовыми в узком смысле слова.

Генераторный газ получается из твердого топлива в результате неполного сгорания в особых печах — генераторах. Углерод топлива сгорает в окись углерода (CO), а влага топлива или же специально вводимый в генератор водяной пар разлагается на водород и кислород, причем последний, вступая в соединение с углеродом топлива, дает дополнительное количество окиси углерода. В результате генераторного процесса получается газ, главными горючими составными частями которого являются окись углерода и водород с небольшой примесью метана (CH₄). Состав газа сильно зависит от сорта топлива, которым служат кокс, антрацит, бурый и каменный уголь, дрова и торф. Таким образом, твердое горючее является топливом для генератора, в двигатель же вводится генераторный газ.

Доменный газ есть побочный продукт, вернее отброс доменного производства, а именно колошниковый газ, по составу близкий к генераторному.

В двигателях, работающих на газообразном топливе, горючий газ смешивается в известной пропорции с воздухом и в виде такой горючей смеси поступает в машину, где и воспламеняется электрической искрой. В результате сгорания выделяется теплота, продукты горения расширяются и производят работу.

Жидкое топливо — бензин, спирт, керосин, нефть—вводится в двигатель в распыленном состоянии вместе с потребным количеством воздуха и образует с ним горючую смесь. В зависимости от сорта топлива различают бензиновые, спиртовые, керосиновые и нефтяные двигатели.

Непосредственное использование в двигателях внутреннего сгорания твердого топлива, вводимого в рабочее пространство в измельченном состоянии в виде порошка, представляет большой практический интерес, так как твердое топливо значительно дешевле жидкого, а генераторный процесс связан с потерями 20—25% тепла в самом генераторе. Соответствующие попытки ведутся уже давно, но удовлетворительных результатов пока не получено; главные затруднения заключаются в получении хорошего перемешивания горючего с воздухом и удалении из двигателя золы.

В настоящее время, кроме поршневых двигателей внутреннего сгорания, широко используются турбины внутреннего сгорания, или газовые турбины.

7-2. Круговой процесс двигателя внутреннего сгорания. По существу двигатели внутреннего сгорания не работают по круговым процессам, потому что газообразные продукты горения, расширившись и отдав работу на вал, удаляются из двигателя, а на их место поступает свежая порция горючей смеси, в результате последующего процесса сгорания коренным образом изменяющая свой состав. Изменение химического состава рабочего тела совершается только в одном направлении, а именно горючая смесь переходит в продукты сгорания; возвращение же продуктов сгорания в первоначальное состояние горючей смеси практически неосуществимо. Тем не менее можно условно говорить о круговом процессе двигателя внутреннего сгорания, если не принимать в расчет химических изменений, и определить его к. п. д. $\eta_t = \frac{A}{Q_1}$, подставляя в это выражение

работу l и расход тепла q_1 , равные теоретическим значениям этих величин для двигателя. Неточность, допускаемая при этом, в общем относительно мала, потому что, несмотря на коренное изменение химического состава рабочего тела при сгорании, газовые постоянные горючей смеси и продуктов горения незначительно отличаются друг от друга.

С теоретической точки зрения в двигателе внутреннего сгорания, как и во всяком тепловом двигателе, желательно осуществление цикла Карно, в действительности же он оказывается непрактичным по следующим причинам. Вследствие незначительной разницы в наклоне изотерм и адиабат для газов при большой разнице температур t_1 и t_2 , осуществляемой в двигателях внутреннего сгорания, диаграмма цикла в системе pv получается сильно растянутой и в вертикальном, и в горизонтальном направлениях, т. е. цикл связан с большими давлениями и объемами, в чем можно убедиться следующим образом.

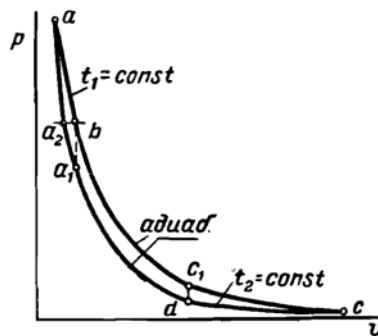


Рис. 7-1.

По уравнению (5-6) работа цикла Карно $abcd$ (рис. 7-1)

$$l = R(T_1 - T_2) \ln \delta,$$

где $\delta = \frac{v_b}{v_a} = \frac{p_a}{p_b}$ — степень изотермического расширения, а так как для адиабаты bc по уравнению (4-30)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_c}{p_b}\right)^{\frac{k-1}{R}} \quad \text{и} \quad p_b = p_c \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

то

$$\delta = \frac{p_a}{p_b} = \frac{p_a}{p_c} \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

и, следовательно,

$$l = R(T_1 - T_2) \ln \left[\frac{p_a}{p_c} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right].$$

Из последнего уравнения следует, что работа l положительна только в том случае, если логарифмируемое выражение в квадратных скобках больше единицы, т. е. если

$$\frac{p_a}{p_c} > \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

Для практических, используемых в современных двигателях значений $t_1 = 1800^\circ\text{C}$; $t_2 = 15^\circ\text{C}$ и $p_c = 1 \text{ атм}$ при $k = 1,33$ мы получаем после подстановки: $p_a > 2880 \text{ атм}$, т. е. в приведенных условиях цикл Карно связан с давлениями в двигателе порядка 3000 атм , т. е. совершенно фантастическими, если принять во внимание, что в действительных двигателях наибольшее давление редко превышает 100 атм .

С другой стороны, мы имеем: "

$$p_a v_a = RT_1 \text{ и } p_c v_c = RT_2$$

и, следовательно,

$$\frac{v_c}{v_a} = \frac{p_a T_2}{p_c T_1}.$$

При $p_a = 2880 \text{ атм}$

$$\frac{v_c}{v_a} = \frac{2880}{1} \cdot \frac{288}{2073} = 400,$$

т. е. в условиях нашего примера рабочее тело расширяется в двигателе более чем в 400 раз; в действительных же двигателях общая степень расширения обычно не превышает 16. Степени расширения порядка 400 связаны с очень громоздкими цилиндрами, не соответствующими мощности двигателя, удорожающими его и заметно понижающими вследствие больших потерь на трение действительное использование тепла.

Отказавшись от осуществления изотермических процессов ab и cd и заменив их изохорическими a_1b и c_1d

или изобарическим a_2b и изохорическим c_1d , мы получим круговые процессы a_1bc_1d и a_2bc_1d в тех же пределах температуры t_1 и t_2 , но с пониженным максимальным давлением и с меньшей степенью расширения. Термический к. п. д. η_t этих циклов, естественно, меньше, чем цикла Карно $\eta_{th} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$; действительное же использование тепла лучше вследствие меньших потерь на трение.

Циклы a_1bc_1d и a_2bc_1d отличаются один от другого по существу только процессами a_1b и a_2b , во время которых теплота сообщается телу, т. е. процессами горения; в первом цикле сгорание происходит при постоянном объеме, во втором — при постоянном давлении. Оба цикла осуществляют с известным приближением в современных поршневых двигателях внутреннего сгорания.

7-3. Цикл со сгоранием при постоянном объеме. Исследование работы поршневого двигателя целесообразно производить, пользуясь диаграммой в системе pV , в которой абсциссами являются объемы, занимаемые рабочим телом в цилиндре, а ординатами — соответствующие абсолютные давления. Поскольку изменение объема рабочего тела в цилиндре прямо пропорционально перемещению поршня, то такая диаграмма дает, очевидно, изменение давления в цилиндре в зависимости от перемещения поршня. Такие диаграммы поршневых машин носят название **индикаторных диаграмм**, поскольку они могут быть получены для работающих машин с помощью специальных приборов — **индикаторов**, вычерчивающих замкнутую кривую изменения давления в цилиндре в зависимости от положения поршня и являющихся по своему смыслу регистрирующими манометрами. Площадь замкнутой фигуры индикаторной диаграммы дает на общем основании в определенном масштабе величину **индикаторной работы**, т. е. работы внутри цилиндра за один цикл.

Не следует смешивать индикаторную диаграмму с диаграммой кругового процесса в системе pv , дающей изменения состояния рабочего тела, а именно давления и удельного объема, при прохождении цикла, в то время как первая дает изменение давления в цилиндре в зависимости от положения поршня, причем, как увидим ниже, только часть линий индикаторной диаграммы является линиями изменения состояния.

Теоретическая индикаторная диаграмма двигателя со сгоранием при постоянном объеме представлена на

рис. 7-2, а под ней дан схематический продольный разрез цилиндра. Поршень на своем ходу из левого мертвого положения B_1 в правое мертвое B_2 всасывает своей левой стороной в цилиндр через впускной клапан в крышке (на чертеже не показанный) смесь горючего с воздухом при постоянном давлении p_1 , равном давлению наружного воздуха, т. е. атмосферному; это — так называемый такт всасывания, которому в индикаторной диаграмме соответствует горизонталь ed , причем по линии ed теоретически состояние смеси не изменяется, изменяются только весовое количество и объем

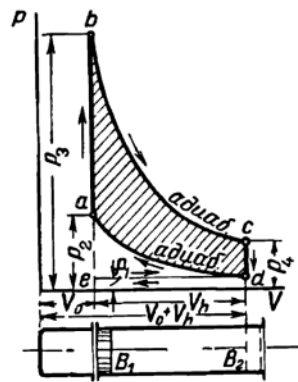


Рис. 7-2.

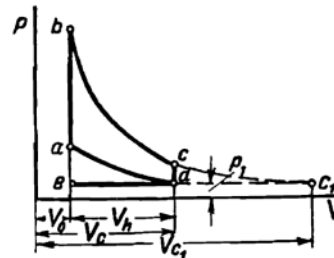


Рис. 7-3.

смеси в цилиндре; поэтому линия ed не является линией изменения состояния. В правом мертвом положении поршня B_2 , впускной клапан закрывается и поршень, идя налево, сжимает заключенную в цилиндре смесь по адиабате da , причем давление возрастает с p_1 до p_2 в левом мертвом положении. Это — такт сжатия; адиабата da есть линия изменения состояния смеси, так как на всем своем протяжении она относится к одному и тому же весовому количеству смеси в цилиндре. В левом мертвом положении поршня B_1 , в конце сжатия, производится запал смеси при помощи электрической искры, и смесь сгорает теоретически при постоянном объеме, т. е. мгновенно, выделяя теплоту. В связи с этим сгоранием, имеющим характер взрыва, давление в цилиндре возрастает с p_2 до p_3 по вертикали ab , которая подобно адиабате da есть линия изменения состояния рабочего тела. Особенностью процесса ab является то, что при нем изменяются не только давление и температура, но и хими-

ческий состав тела: в точке a мы имеем горючую смесь, в точке b — продукты горения.

В результате взрыва поршень идет направо, и продукты горения расширяются до конца хода по адиабате bc , причем давление их падает с p_3 до p_4 . Это — так т р а с ш и р е н и я; адиабата bc есть линия изменения состояния продуктов горения. В правом мертвом положении поршня открывается выпускной клапан в крышке (на чертеже не показанный), сообщающий полость цилиндра с наружным воздухом, давление в цилиндре теоретически мгновенно падает с p_4 до наружного p_1 , чему в индикаторной диаграмме соответствует вертикаль cd , и часть продуктов горения вылетает наружу с более или менее резким звуком (выхлоп). Вертикаль cd , конечно, не является линией изменения состояния; на деле понижение давления продуктов горения с p_4 до p_1 при открытом выпускном клапане получается не в результате отвода от них тепла по изохоре cd , а исключительно вследствие выравнивания давления в цилиндре с наружным, которое происходит теоретически мгновенно без теплообмена и, следовательно, должно быть адиабатическим. Таким образом, при падении давления в индикаторной диаграмме по вертикали cd продукты сгорания расширяются адиабатически от давления p_4 до p_1 и, не помещаясь в цилиндре, частью выходят наружу. Следовательно, изменение состояния продуктов горения во время выхлопа cd изображается отрезком адиабаты cc_1 (рис. 7-3) являющейся продолжением адиабаты bc за точку c до пересечения в точке c_1 с изобарой наружного давления p_1 . Расширение bc происходит в цилиндре, а расширение cc_1 — в выпускной трубе; отрезок $dc_1 = V_{c_1} - V_c$ дает объемное количество газов, выходящее из цилиндра при выхлопе, а точка c_1 определяет состояние продуктов горения, соответствующее точке d линии выхлопа cd индикаторной диаграммы.

После выхлопа поршень, идя налево, выталкивает через открытый выпускной клапан из цилиндра при постоянном давлении p_1 продукты горения в объеме V_h , равном полезному объему цилиндра, т. е. произведению площади поршня на его ход. Это — так т в ы т а л к и в а н и я, которому в индикаторной диаграмме соответствует горизонталь de , причем по ней теоретически состояние продуктов горения не изменяется, изменяются только их весовое количество и объем в цилиндре; поэтому линия de не является линией изменения состояния. В левом мертвом

положении поршня выпускной клапан закрывается, открывается впускной, дающий доступ в цилиндр новой порции горючей смеси, которая и всасывается поршнем при ходе направо, смешиваясь с продуктами горения, оставшимися в цилиндре в объеме V_0 — так называемой камеры сжатия, которая, очевидно, необходима для осуществления разбираемого рабочего процесса; процессы сжатия da и горения ab невозможны без наличия камеры сжатия.

Таким образом, в данном двигателе полный рабочий процесс, в результате которого за счет сгорания определенной порции топлива получается работа, измеряемая заштрихованной на рис. 7-2 пл. $abcd$, совершается за четыре последовательных хода поршня за четыре такта (за два оборота вала); такие двигатели называются четырехтактными.

Итак, горючая смесь поступает в двигатель в состоянии точки d (рис. 7-3), претерпевает изменения состояния da , ab , bc и в виде продуктов горения состояния точки c_1 уходит из двигателя наружу; затем в цилиндр вводится свежая горючая смесь. Поскольку продукты горения в горючую смесь не переводятся, то между точками c_1 и d получается разрыв, т. е. круговой процесс отсутствует. Тем не менее можно было бы замкнуть цикл изобарой c_1d , поскольку на деле продукты горения охлаждаются на воздухе при постоянном давлении p_1 до наружной температуры, т. е. до начальной температуры смеси в точке d . Это было бы вполне допустимо при равенстве газовых постоянных горючей смеси и продуктов горения; оно допустимо и практически, потому что, как уже было сказано, различие этих газовых постоянных невелико. Но значительно проще и целесообразнее условно замкнуть цикл не изобарой c_1d , а изохорой cd , рассматривая, таким образом, цикл $abcd$. В циклах $abcd$ и abc_1d количество тепла, сообщаемое рабочему телу, одинаково, потому что у них общий процесс горения ab ; работа же циклов различна. В цикле $abcd$ она равна теоретической работе двигателя, измеряемой пл. $abcd$; в цикле abc_1d она больше на величину пл. cc_1d , на деле теряемой вследствие того, что работа расширения cc_1 не передается поршню. А так как в разбираемом двигателе эта потеря неизбежна даже в теоретическом процессе, то целесообразнее учитывать ее термическим к. п. д. цикла η_t , а именно цикла $abcd$.

Таким образом, мы принимаем, что цикл двигателя состоит из двух изохор и двух адиабат. На рис. 7-4 и 7-5

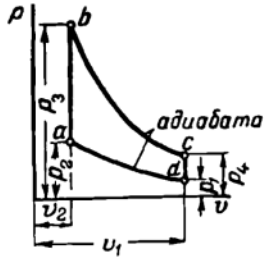


Рис. 7-4.

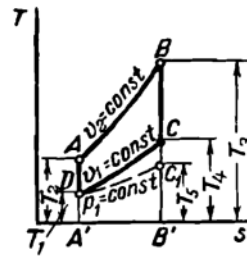


Рис. 7-5.

он представлен параллельно в системах pv и Ts . Определим его к. п. д., полагая для простоты c_p и c_v , а следовательно, и $k = \frac{c_p}{c_v}$ и R за весь цикл постоянными.

Теплота сообщается рабочему телу только при процессе сгорания ab в количестве

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2),$$

которому соответствует пл. $ABB'A'$ (рис. 7-5), а отводится только при процессе cd в количестве

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1),$$

изображаемом пл. $DCB'A'$.

В таком случае по уравнению (5-8)

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

С другой же стороны, по уравнению (4-30) для адиабаты da

$$\frac{T_3}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \epsilon^{k-1}$$

и аналогично для адиабаты bc

$$\frac{T_2}{T_4} = \left(\frac{v_1}{v_3}\right)^{k-1} = \epsilon^{k-1}.$$

где ϵ — степень адиабатического сжатия или расширения, в данном цикле одинаковая; следовательно,

$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_2}{T_4} \quad \text{или} \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_2}{T_3}.$$

После соответствующих подстановок в выражение к. п. д. получаем:

$$\eta_i = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (7-1)$$

Сделанные нами упрощающие предположения позволили получить очень простое выражение для η_i ; им можно пользоваться и для практических расчетов, полагая $k = 1,33$.

Как видим из уравнения (7-1), термический к. п. д. цикла η_i вполне определяется степенью ϵ адиабатического сжатия или расширения и возрастает с ее увеличением, что и понятно: повышая ϵ , мы увеличиваем v_1 или уменьшаем v_2 , т. е. опускаем изохору CD или поднимаем изохору AB , другими словами, уменьшаем q_2 или увеличиваем q_1 и, следовательно, повышаем η_i . Увеличение ϵ увеличивает разность температур $(T_3 - T_1)$, т. е. падение температуры в круговом процессе, и в связи с этим повышает к. п. д. η_i .

Для различных степеней сжатия мы получаем по уравнению (7-1) при $k = 1,33$:

$\epsilon = 4$	5	6	7	8	9
$\eta_i = 36,7$	41,2	44,6	47,4	49,6	51,5%

Развитие и усовершенствование двигателей внутреннего сгорания неизменно были связаны поэтому с повышением степени сжатия; если в начале 80-х годов прошлого столетия давление в конце сжатия составляло всего лишь 2—2,5 *ата*, то в настоящее время оно доходит до 12 *ата* (при генераторном и доменном газе) и даже выше. Увеличению ϵ в рассматриваемом двигателе поставлен, однако, предел в зависимости от состава горючей смеси, потому что при ее адиабатическом сжатии одновременно с повышением давления возрастает и ее температура с T_1 до T_2 , которая во всяком случае должна быть ниже температуры самовоспламенения смеси, чтобы не произошло самопроизвольной преждевременной вспышки до прихода поршня в мертвое положение, которая не только ухудшит

работу двигателя в тепловом отношении, но может повести и к его останову и поломкам. На первый взгляд, казалось бы, что достаточно ограничить степень сжатия требованием, чтобы в конце сжатия получилась температура самовоспламенения; при этом смесь сама взрывалась бы в мертвом положении поршня, так что не требовала бы искусственного запала. Практически это, однако, недопустимо, потому что действительный характер изменения температуры во время сжатия бывает различен в зависимости от нагрузки двигателя, условий его охлаждения и ряда других обстоятельств; так что двигатель, рассчитанный на самовоспламенение смеси в мертвом положении поршня, может давать преждевременные вспышки или совсем не давать их.

Чем смесь беднее, т. е. чем меньше в ней горючих частей, тем ее температура самовоспламенения выше, тем большую степень сжатия она допускает. Но и разжижению смеси воздухом поставлен предел, потому что очень бедные смеси взрываются с трудом или даже совсем не зажигаются.

Таким образом, мы приходим к заключению, что в разбираемом двигателе желательно работать с малыми порциями горючего в смеси или, как говорят, с большим избытком воздуха, так как это позволяет применять высокое сжатие, увеличивающее к. п. д. η_i .

По разбираемому циклу работают все газовые двигатели, а также бензиновые, спиртовые и керосиновые.

В заключение еще раз отметим, что изохора CD есть условный процесс; на деле изменение состояния продуктов горения между точками C и D происходит по адиабате CC_1 и изобаре C_1D ; точка C_1 пересечения адиабаты BC с изобарой p_1 определяет собой температуру T_5 продуктов горения, выталкиваемых поршнем из цилиндра. Площадь DCC_1 дает потерю от неполного расширения газов в цилиндре; она увеличивает собой отброс тепла q_2^* .

7-4. Цикл со сгоранием при постоянном давлении. Постоянное стремление повышать экономичность двигателей внутреннего сгорания заставляло, как уже было сказано,

*Следует иметь в виду, что процесс CC_1 является типичным необратимым процессом (адиабатическое расширение без производства работы). Поэтому изображение его отрезком адиабаты с неизменной энтропией было бы неверным. Процесс CC_1 может быть представлен в диаграмме pV только условно; характерным для него является увеличение энтропии. (Прим. ред.)

увеличивать степень сжатия. Но в только что разобранным двигателе этому увеличению поставлен предел температурой самовоспламенения горючей смеси, ввиду чего для них ϵ редко больше восьми. Это ограничение сжатия отпадает, если горючее и воздух сжимать отдельно. Раздельное сжатие имеет еще то практическое удобство, что горючее, вводимое в рабочее пространство, содержащее сжатый воздух высокой температуры, превышающей температуру самовоспламенения, сгорает само собой, не требуя никаких специальных запальных приспособлений. Введение в цилиндр двигателя потребного количества топлива, а следовательно, и процесс сгорания, начинаясь в мертвом положении поршня, требуют некоторого времени и могут происходить в разных условиях. Обыкновенно подача горючего регулируется так, чтобы сгорание шло при постоянном давлении. Такие двигатели работают исключительно на жидком топливе, а именно: на нефти, нефтяных остатках и каменноугольном масле, так как осуществление цикла на газовом топливе связано с большими практическими затруднениями. Применяемый в последнее время перевод нефтяных двигателей на генераторный газ связан с одновременным переводом их на работу по циклу со сгоранием при постоянном объеме.

Теоретическая индикаторная диаграмма четырехтактного нефтяного двигателя со сгоранием при постоянном давлении представлена в рис. 7-6; работа же его происходит следующим образом.

На первом такте *ed* поршень всасывает в цилиндр при постоянном давлении p_1 воздух в объеме V_h , а на втором сжимает его по адиабате *da* до давления $p_2=30-40 \text{ атa}$ и температуры $600-800^\circ \text{C}$. С началом третьего хода поршня в цилиндр подается под давлением специальным насосом потребное количество жидкого топлива, которое и сгорает по мере его поступления в цилиндр в раскаленном воздухе без воздействия искусственного запала, теоретически при постоянном давлении p_2 . В точке *b* подача топлива и горение прекращаются, а продукты горения расширяются по адиабате *bc* до конца хода поршня. В правом мертвом положении поршня открывается выпускной клапан, давление в цилиндре сразу падает по вертикали *cd* от p_3 до наружного p_1 и часть продуктов горения вылетает, расширяясь, из цилиндра. На четвертом такте поршень выталкивает наружу при постоянном давлении p_1 продукты горения в объеме V_h , чему соответствует линия *de* индикатор-

ной диаграммы. В левом мертвом положении поршня выпускной клапан закрывается, а впускной открывается, давая доступ свежему воздуху, который и поступает в цилиндр, смешиваясь с остаточными продуктами горения в объеме V_0 , и затем все периоды работы двигателя последовательно повторяются через каждые четыре хода поршня, т. е. рассматриваемый двигатель четырехтактный.

По тем же соображениям, что и для двигателя со сгоранием при постоянном объеме, мы принимаем условно

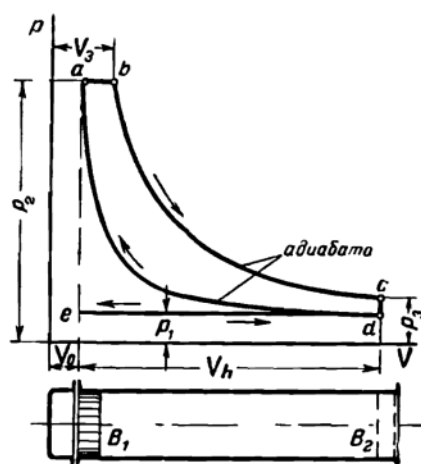


Рис. 7-6.

фигуру $abcd$ индикаторной диаграммы за цикл разбираемого двигателя, состоящий, следовательно, из двух адиабат, изобары и изоchoры (рис. 7-7 и 7-8).

Адиабата da есть линия изменения состояния воздуха, несколько загрязненного остаточными продуктами горения; адиабата bc — линия изменения состояния продуктов горения. Что касается изобары ab процесса горения, то, строго говоря, необходимо было учитывать, что по мере ввода топлива весовое количество рабочего тела в цилиндре на пути ab увеличивается, а следовательно, и вес рабочего тела во время адиабатических процессов da и bc различен; но поскольку вес вводимого топлива очень мал по сравнению с весом воздуха в цилиндре, допустимо считать, что при прохождении процессов da , ab и bc мы

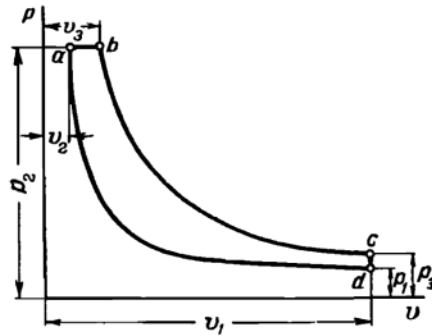


Рис. 7-7

имеем дело с неизменным весовым количеством работающего тела, и следовательно, изобара ab может быть принята за линию изменения состояния. Изохора же cd является, как и в предыдущем цикле, совершенно фиктивным процессом, замыкающим цикл, в действительности не имеющим места. На деле продукты горения, в то время как давление в цилиндре падает по вертикали cd , продолжают адиабатическое расширение за точку c вне цилиндра до давления p_1 по адиабате CC_1 (рис. 7-8), а затем охлаждаются на воздухе по изобаре C_1D . Тем не менее к. п. д. цикла $abcd$ дает теоретическое использование тепла в двигателе, поскольку теоретическая работа равна пл. $abcd$, а количество тепла, расходуемое двигателем, измеряется

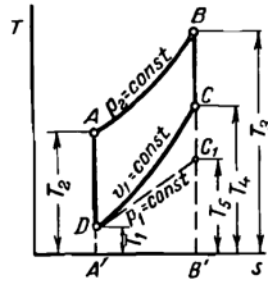


Рис. 7-8.

пл. $ABB'A'$, эквивалентной теплоте, развиваемой при сгорании. По сути дела, впрочем, работа двигателя меньше пл. $abcd$ на величину работы топливного насоса, но последняя настолько мала по сравнению с работой в цилиндре двигателя, что может не приниматься в расчет.

В предположении, что c_p и c_v , а следовательно, и

$$k = \frac{c_p}{c_v} \text{ и } R \text{ за весь цикл постоянные, теплота, сообщаемая}$$

телу при процессе сгорания ab , найдется по уравнению

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2).$$

а отдаваемая при процессе cd — по уравнению

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1),$$

так что по уравнению (5-8)

$$\eta_l = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

Температуры T_1 , T_2 и T_4 , входящие в последнее уравнение, можно выразить через T_3 , а именно по уравнению (4-6) для изобары ab

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho,$$

где $\rho = \frac{v_3}{v_2}$ — степень изобарического расширения и, следовательно,

$$T_2 = \frac{T_3}{\rho}.$$

По уравнению (4-30) для адиабаты bc

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_1}{v_3} \right)^{k-1} = \delta^{k-1}$$

где $\delta = \frac{v_1}{v_3}$ — степень адиабатического расширения, и следовательно,

$$T_4 = \frac{T_3}{\delta^{k-1}};$$

для адиабаты же da

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

где $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ — степень адиабатического сжатия, и следовательно,

$$T_1 = \frac{T_2}{\epsilon^{k-1}} = \frac{T_2}{\rho \epsilon^{k-1}}$$

В таком случае в выражении для η_t

$$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{\frac{T_3}{\delta^{k-1}} - \frac{T_2}{\rho \epsilon^{k-1}}}{T_3 - \frac{T_2}{\rho}} = \frac{1}{\delta^{k-1}} - \frac{1}{\rho \epsilon^{k-1}}$$

Величины ρ , ϵ и δ связаны между собой простым соотношением, а именно:

$$\delta = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_3} = \frac{\epsilon}{\rho}, \quad (7-2)$$

т. е. две из них определяют третью, так что можно писать:

$$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{\frac{\rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1}} - \frac{1}{\rho \epsilon^{k-1}}}{\frac{\rho - 1}{\rho}} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1}$$

и, следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1}. \quad (7-3)$$

Как видим, к. п. д. η_t данного цикла определяется величинами ϵ и ρ или, что то же, величинами ϵ и δ , т. е. степенями адиабатического сжатия и расширения, причем он возрастает с увеличением ϵ и уменьшением ρ и, следовательно, с увеличением $\delta = \frac{\epsilon}{\rho}$; другими словами, η_t увеличивается с увеличением степеней адиабатического сжатия и расширения. Такой же результат был нами получен и для предыдущего цикла, в котором обе степени одинаковы; в данном цикле степень адиабатического расширения δ меньше степени сжатия ϵ . Отсюда можно заключить, что *при одинаковой степени сжатия ϵ цикл со сгоранием при постоянном объеме экономичнее цикла со сгоранием при постоянном давлении*, поскольку во втором степень адиабатического расширения (δ) меньше, чем в первом (ϵ). Но двигатели второго типа работают со степенями сжатия $\epsilon = 14 - 16$ и выше, тогда как в двигателях первого типа, сжимающих горючую смесь, ϵ , как правило, не свыше восьми; поэтому

к. п. д. η_t цикла со сгоранием при постоянном давлении доходит до 55%, для цикла же со сгоранием при постоянном объеме обычно не превышает 50%.

Сказанное полностью подтверждается диаграммой Ts . На рис. 7-9 нанесены цикл $ABCD$ со сгоранием при $v = \text{const}$ и цикл AB_1CD со сгоранием при $p = \text{const}$ с одинаковой степенью адиабатического сжатия ϵ и с той же величиной q_1 . Коэффициент полезного действия цикла $ABCD$

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

где $q_1 = \text{пл. } ABB'A'$.

Коэффициент полезного действия цикла AB_1CD

$$\eta'_t = 1 - \frac{q_2}{q'_1},$$

где $q'_1 = \text{пл. } AB_1B'A'$. Поскольку $q_1 > q'_1$, очевидно, что $\eta_t > \eta'_t$.

Но сопоставление обоих циклов при одинаковом ϵ практического значения не имеет, так как двигатели со сгоранием при $p = \text{const}$ исполняются в расчете на большие

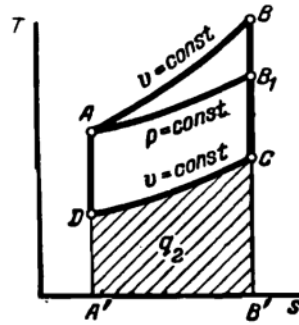


Рис. 7-9.

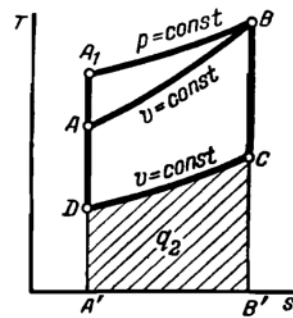


Рис. 7-10.

значения ϵ , чем двигатели со сгоранием при $v = \text{const}$, что составляет большое преимущество первых перед вторыми. Поэтому целесообразно сопоставлять эти циклы при одинаковых максимальных давлениях и температурах, т. е. в условиях одинаковых механических и температурных напряжений двигателей, как это сделано на рис. 7-10, на которой нанесены цикл $ABCD$ со сгоранием при $v = \text{const}$

нимающему промежуточное место между ними. Такой цикл, именуемый циклом с комбинированным подводом тепла или циклом со смешанным сгоранием, предложенный и осуществленный впервые русским инженером Тринклером, представлен на рис. 7-11 и 7-12 (цикл $abcde$, соответствует $ABCDE$). Часть жидкого топлива (меньшая) вводится в сжатый по адиабате de воздух точно в левом мертвом положении поршня и сгорает теоретически при постоянном объеме по линии EA , а остальная (большая) поступает в цилиндр на ходу поршня, сгорая при постоянном давлении по линии AB . Сравнивая циклы $ABCDE$,

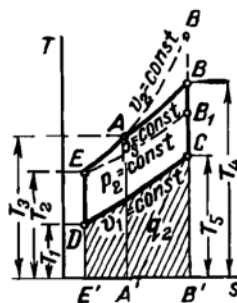


Рис. 7-12.

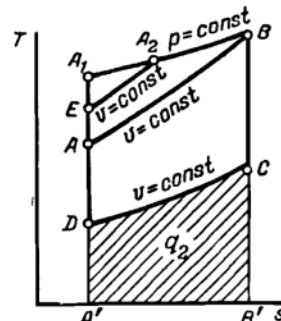


Рис. 7-13.

EB_1CD EB_2CD с одинаковой степенью сжатия ϵ , из диаграммы Ts отчетливо видим, что поскольку для всех трех циклов отводимое тепло q_2 одинаково, к. п. д. тем больше, чем выше расположена линия сгорания, т. е. к. п. д. цикла со смешанным подводом тепла $ABCDE$ больше цикла EB_1CD , но меньше цикла EB_2CD ; одновременно максимальное давление цикла со смешанным подводом тепла (p_3) больше цикла EB_1CD (p_2) и меньше цикла EB_2CD (p_3'). Так, например, при $p_2=25 \text{ ата}$ и $p_3=36 \text{ ата}$ к. п. д. цикла со смешанным подводом тепла $\eta_i=0,5$ против $0,46$ цикла EB_1CD и $0,55$ цикла EB_2CD .

Совершенно другие соотношения получаются, если сопоставить циклы не с одинаковой степенью сжатия ϵ , а при одинаковых максимальных давлениях и температурах, как это сделано на рис. 7-13. Из диаграммы отчетливо видно, что в этих условиях максимальный к. п. д. имеет цикл A_1BCD со сгоранием при $p=\text{const}$, а минимальный — цикл $ABCD$ со сгоранием при $v=\text{const}$. Коэф-

коэффициент полезного действия цикла со смешанным подводом тепла EA_2BCD имеет промежуточное значение. Но практический смысл цикла со смешанным подводом тепла состоит в том, что он осуществляется с той же степенью сжатия ϵ , что и цикл со сгоранием при $p = \text{const}$, в связи с чем максимальные давление и температура в нем больше, чем в цикле со сгоранием при $p = \text{const}$, и его к. п. д., как мы видели, больше.

Выведем выражение к. п. д. η_i для разбираемого цикла.

При процессе ea сообщается теплота, измеряемая пл. $EAA'E'$ (см. рис. 7-12) и равная

$$q'_1 = c_v(T_3 - T_2),$$

а при процессе ab — теплота, измеряемая пл. $ABV'A'$ и равная

$$q''_1 = c_p(T_4 - T_3),$$

всего же расходуется на цикл

$$q_1 = q'_1 + q''_1 = c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3).$$

Отдаваемое на пути cd количество тепла

$$q_2 = c_v(T_3 - T_1),$$

так что к. п. д. цикла

$$\begin{aligned} \eta_i &= 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_3 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)} = \\ &= 1 - \frac{T_3 - T_1}{T_3 - T_2 + k(T_4 - T_3)}. \end{aligned}$$

Температуры T_1 , T_2 , T_3 и T_4 , входящие в последнее уравнение, можно выразить через T_1 , а именно по уравнению (4-6) для изобары ab

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_3}{v_2} = \rho,$$

где ρ — степень изобарического расширения, и следовательно,

$$T_3 = \frac{T_4}{\rho}$$

Для изохоры ea по уравнению (4-2)

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda$$

и, следовательно

$$T_a = \frac{T_3}{\lambda} = \frac{T_4}{\lambda\rho}$$

По уравнению (4-30) для адиабаты de

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

где ϵ — степень адиабатического сжатия, и, следовательно,

$$T_1 = \frac{T_2}{\epsilon^{k-1}} = \frac{T_4}{\lambda\rho\epsilon^{k-1}}.$$

Наконец, для адиабаты bc

$$\frac{T_4}{T_5} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\delta-1} = \delta^{k-1}$$

где δ — степень адиабатического расширения, а поскольку $\delta = \frac{\epsilon}{\rho}$ [уравнение (7-2)], то, следовательно,

$$T_5 = \frac{T_4}{\delta^{k-1}} = \frac{\rho^{k-1}T_4}{\epsilon^{k-1}}.$$

В таком случае

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{\frac{\rho^{k-1}T_4}{\epsilon^{k-1}} - \frac{T_4}{\lambda\rho\epsilon^{k-1}}}{\frac{T_4}{\rho} - \frac{T_4}{\lambda\rho} + k\left(T_4 - \frac{T_4}{\rho}\right)} = \\ &= 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda\rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} \end{aligned} \quad (7-4)$$

Коэффициент полезного действия η_t , как это видно из уравнения (7-4), возрастает с увеличением ϵ и λ и с уменьшением ρ . Нетрудно установить, что при определенном расходе топлива на цикл и определенной степени сжатия ϵ величины λ и ρ однозначно определяют друг друга, а именно: увеличение λ уменьшает ρ и наоборот. Действительно, $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$, т. е. повышение давления при взрывном сгорании

тем больше, чем больше часть топлива, сгорающая при $v = \text{const}$; одновременно тем меньше количество топлива, сгорающее при постоянном давлении и, следовательно, тем меньше продолжительность этого процесса горения, а значит, и величина p . А так как степень изобарического расширения ρ при данном v однозначно определяет степень адиабатического расширения δ по соотношению $\delta = \frac{v}{\rho}$, то в конечном счете можно сказать, что к. п. д. цикла со смешанным сгоранием, как и двух предыдущих циклов, определяется степенями адиабатического сжатия ϵ и расширения δ , возрастающая с увеличением этих степеней.

Два предыдущих цикла являются частными случаями цикла со смешанным подводом тепла; их к. п. д. получаются из уравнения (7-4) подстановкой: для цикла со сгоранием при $v = \text{const}$ $\rho = 1$, для цикла со сгоранием при $p = \text{const}$ $\lambda = 1$. Цикл со смешанным подводом тепла применяется некоторыми заводами, строящими двигатели внутреннего сгорания.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ВОЗДУШНЫЙ КОМПРЕССОР

8-1. Рабочий процесс поршневого компрессора. Воздух повышенного давления находит широкое применение в самых разнообразных отраслях техники, а именно в двигателях, работающих сжатым воздухом, в пневматических инструментах для клепки, сверления, чеканки, в воздушных кузнечных молотах, для очистки литья и т. д. Поскольку сжатый воздух является аккумулятором работы, для получения его необходима затрата работы в специальных машинах — так называемых компрессорах, которые могут быть поршневыми или турбинными. Мы разберем работу поршневого компрессора как более простой машины.

С цилиндра поршневого компрессора, как всякой машины с поступательным движением поршня, может быть снята индикаторная диаграмма, дающая своими ординатами давления внутри цилиндра при различных положениях поршня и площадью — величины работы соответствующей полости цилиндра за один рабочий процесс. Такая теоретическая диаграмма представлена на рис. 8-1. На

190

ходу поршня из крайнего левого в крайнее правое положение он всасывает через автоматически открывающийся всасывающий клапан наружный воздух в объеме, равном полезному объему цилиндра V_h , при атмосферном давлении p_1 , чему в диаграмме соответствует отрезок горизонтали ab . На обратном ходу всасывающий клапан закрывается, и поршень сжимает воздух в цилиндре по кривой bc , пока давление в цилиндре не достигнет p_2 , равного давлению сжатого воздуха, имеющегося в резервуаре. Тогда открывается автоматический нагнетательный клапан, и поршень выталкивает

до конца хода сжатый воздух в объеме V_2 из цилиндра при постоянном давлении p_2 при условии постоянства давления в резервуаре. Этому периоду нагнетания соответствует горизонталь cd диаграммы. С началом нового хода поршня снова открывается всасывающий клапан, давление в цилиндре падает с p_2 до p_1 теоретически мгновенно, т. е. по вертикали da , и рабочий

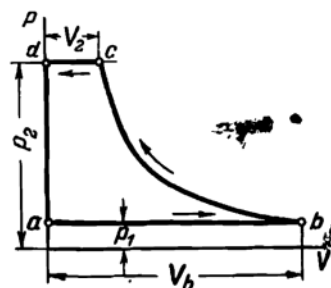


Рис. 8-1.

процесс повторяется, осуществляясь, таким образом, за два последовательных хода поршня, т. е. компрессор—двухтактная машина. На общих основаниях площадь диаграммы $abcd$ дает работу, расходуемую компрессором за один оборот его вала. При одном и том же конечном давлении p_2 конечный объем V_2 будет различен в зависимости от характера кривой bc , т. е. от процесса сжатия; различна и работа, расходуемая компрессором. При отсутствии теплообмена линия сжатия bc будет адиабатой с уравнением $pv^k = \text{const}$. Легко видеть, что изотермическое сжатие связано с затратой работы, меньшей на величину заштрихованной на рис. 8-2 площади ecd , чем адиабатическое, поскольку газовая изотерма положе адиабаты. Величина расходуемой работы не имела бы особого значения, если бы практически она возвращалась полностью при последующем расширении в приборах, потребляющих сжатый воздух. Но дело в том, что в действительности воздух, приготовленный компрессором, до поступления к потребителю обычно вследствие теплопередачи в трубопроводах и

расходном резервуаре охлаждается до наружной температуры, т. е., выходя из компрессора при адиабатическом сжатии в состоянии точки c , он поступает к потребителю в состоянии точки e . Поэтому практически было бы целесообразно вести процесс сжатия в компрессоре по изотерме bc , а не по адиабате bc . В действительности изотерми-

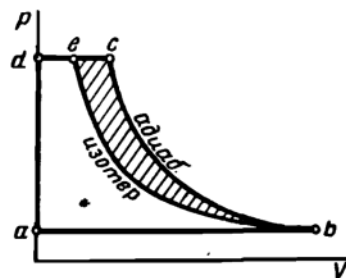


Рис. 8-2.

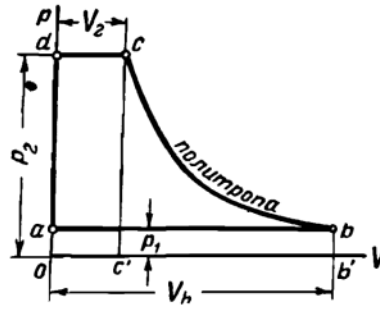


Рис. 8-3.

ческое сжатие с трудом осуществимо; на деле кривая сжатия лежит между адиабатой и изотермой и может быть принята за политропу с уравнением $pv^n = \text{const}$ и показателем $n > 1$, но $< k$. Такой политропический процесс сжатия связан с отводом тепла от сжимаемого воздуха, что достигается применением водяной рубашки для цилиндра компрессора, в которой циркулирует охлаждающая вода.

При политропическом процессе сжатия работа компрессора L за один рабочий процесс, измеряемая площадью индикаторной диаграммы $abcd$ (рис. 8-3), может быть получена следующим образом.

На основании рис. 8-3 можно написать:

$$L = \text{пл. } abcd = \text{пл. } dcc'o + \text{пл. } cbb'c' - \text{пл. } abb'o,$$

но

$$\text{пл. } dcc'o = p_2 V_2;$$

$$\text{пл. } cbb'c' = \frac{1}{n-1} (p_2 V_2 - p_1 V_h);$$

$$\text{пл. } abb'o = p_1 V_h,$$

192

так что

$$\begin{aligned}
 L &= p_2 V_2 + \frac{1}{n-1} (p_2 V_2 - p_1 V_h) - p_1 V_h = \\
 &= \frac{1}{n-1} (p_2 V_2 - p_1 V_h) + (p_2 V_2 - p_1 V_h) = \\
 &= \left(\frac{1}{n-1} + 1 \right) (p_2 V_2 - p_1 V_h) = \frac{n}{n-1} (p_2 V_2 - p_1 V_h) = \\
 &= \frac{n}{n-1} p_1 V_h \left(\frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{V_2}{V_h} - 1 \right),
 \end{aligned}$$

а поскольку

$$\frac{V_2}{V_h} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}}$$

окончательно:

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 V_h \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \text{ [кдж].} \quad (8-1)$$

Уравнение (8-1) дает абсолютную величину работы компрессора; на деле эта работа, конечно, отрицательна.

Работа, затрачиваемая на 1 м³ воздуха начального состояния (точка *b*),

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \text{ [кдж/м}^3\text{]}. \quad (8-2)$$

Работа, затрачиваемая на 1 м³ воздуха конечного состояния (точка *c*),

$$\begin{aligned}
 L &= \frac{n}{n-1} p_1 \frac{V_h}{V_2} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \\
 &= \frac{n}{n-1} p_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} p_1 \left[\frac{p_2}{p_1} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \right] = \\
 &= \frac{n}{n-1} p_2 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1-n}{n}} \right] = \\
 &= \frac{n}{n-1} p_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ [кдж/м}^3\text{]}. \quad (8-3)
 \end{aligned}$$

Нельзя говорить, как иногда делается, о круговом процессе (цикле) компрессора, потому что в компрессоре осуществляется только процесс сжатия по кривой bc ; во время периодов всасывания ab и нагнетания cd состояние воздуха теоретически не изменяется. Компрессоры применяются для сжатия не только воздуха, но и некоторых других технических газов (например, кислорода), а также и паров (аммиачные компрессоры холодильных установок).

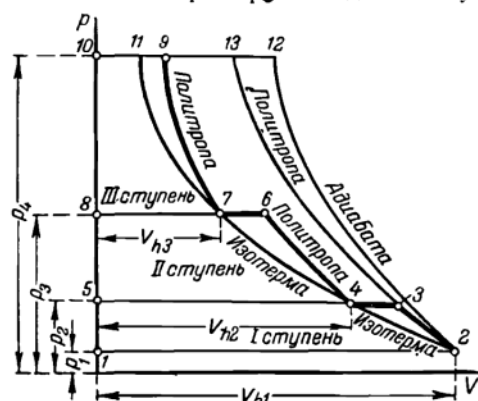


Рис. 8-4.

8-2. Многоступенчатый компрессор. При высоких давлениях сжатого воздуха в одноцилиндровом компрессоре получаются высокие температуры в конце сжатия, нежелаемые по ряду практических соображений. Их можно избежать, если сжатие воздуха производить в двух или трех последовательно соединенных цилиндрах и применять промежуточное охлаждение воздуха водой при переходе из одного цилиндра в другой в специальных холодильниках.

В рис. 8-4 представлена диаграмма работы такого трехступенчатого компрессора в системе pV . Воздух всасывается в первый цилиндр полезного объема V_{h1} при давлении p_1 и сжимается в нем по политропе 2-3 до давления p_2 , с которым поступает в первый холодильник, где при постоянном давлении понижает свою температуру до температуры точки 2 и уменьшает объем до V_{h2} . Этот процесс охлаждения изображается отрезком горизонтали 3-4; точка 4 лежит на изотерме, проведенной через точку 2. Пло-

площадь $5-3-2-1$ дает работу, затрачиваемую на сжатие в первой ступени компрессора.

Из первого холодильника воздух состояния точки 4 всасывается во второй цилиндр полезного объема $V_{н2}$ при давлении p_2 и сжимается в нем по политропе $4-6$ до давления p_3 , с которым поступает во второй холодильник, где понижает свою температуру до температуры точки 4 (а, следовательно, и точки 2) и уменьшает объем до $V_{н2}$. Этот процесс вторичного охлаждения изображается отрезком горизонтали $6-7$; точка 7 лежит на изотерме, проходящей через точки 4 и 2. Площадь $8-6-4-5$ дает работу, затрачиваемую на сжатие во второй ступени компрессора.

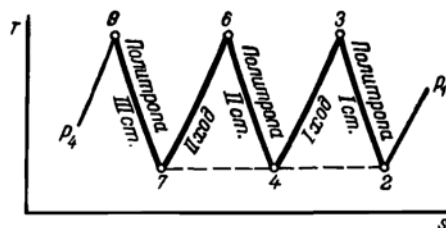


Рис. 8-5.

Из второго холодильника воздух состояния точки 7 всасывается в третий цилиндр полезного объема $V_{н3}$ при давлении p_3 и сжимается в нем окончательно по политропе $7-9$ до требуемого давления p_4 , с которым и поступает в расходный резервуар. Площадь $10-9-7-8$ дает работу, затрачиваемую на сжатие в третьей ступени компрессора.

Общая работа разбираемого трехступенчатого компрессора равна сумме работ отдельных ступеней, т. е. она изображается площадью $10-9-7-6-4-3-2-1$; как видим, она значительно меньше площади $10-12-2-1$ работы при адиабатическом сжатии и меньше площади $10-13-2-1$ работы при политропическом сжатии в одноступенчатом компрессоре. Легко видеть, что увеличение числа ступеней уменьшает работу, затрачиваемую на компрессор, приближая ломаную линию $9-7-6-4-3-2$ к изотерме $11-2$, и одновременно понижает температуру воздуха, подаваемого компрессором.

На рис. 8-5 представлен процесс сжатия воздуха в разбираемом компрессоре в диаграмме Ts .

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ
ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ

9-1. Внешняя работа при истечении. Положим, что в трубе переменного сечения f с горизонтальной прямолинейной осью (рис. 9-1) газ движется с переменной скоростью c слева направо, заполняя все пространство трубы и изменяя по длине трубы свое состояние, определяемое

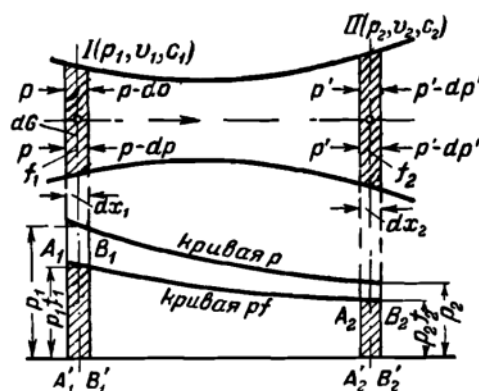


Рис. 9-1.

давлением p и удельным объемом v , причем каждому сечению соответствуют свои постоянные значения переменных p , v и c , например сечению I — p_1 , v_1 , c_1 , а сечению II — p_2 , v_2 , c_2 . В этих условиях весовое количество газа, проходящее в секунду через любое поперечное сечение трубы, для всех сечений одинаково и не меняется во времени, т. е.

$$\frac{f_1 c_1}{v_1} = \frac{f_2 c_2}{v_2} = \frac{f c}{v} = G = \text{const}, \quad (9-1)$$

где G есть так называемый секундный весовой расход тела. Постоянство весового расхода для всех сечений трубы в каждый момент устанавливает неразрывность движения, соответственно с чем уравнение (9-1) называют условием неразрывности или сплошности; постоянство же весового расхода в трубе во времени определяет установившееся движение тела.

Неразрывное установившееся движение и процессы, с ним связанные, играют выдающуюся роль в современной теплотехнике, вследствие чего и требуют подробного изучения.

Рассмотрим изменение состояния элементарной массы тела весом dG , заключенной между двумя бесконечно близкими сечениями трубы, при переходе из сечения I в сечение II . По отношению к заштрихованной на рис. 9-1 массе тела давления на ее параллельные грани, производимые слоями тела, расположенными слева и справа, являются давлениями внешними, уравниваемыми с каждой стороны давлением рассматриваемой массы тела, но различными в общем случае слева и справа. Так, например, в случае рис. 9-1 давление p падает слева направо, и следовательно, внешнее удельное давление на элементарную массу слева больше, чем справа. Полные давления в поперечных сечениях трубы определяются произведением pf , так что характер кривой значений pf по длине трубы зависит не только от кривой значений p , но и от профиля трубы.

Внешнее давление, направленное на левую грань, совершает работу, затрачиваемую на перемещение тела; на правой же грани внешнее давление, как направленное навстречу движению, имеет характер сопротивления и, преодолевая его, тело совершает работу; первая работа по отношению к телу отрицательна, вторая — положительна; алгебраическая сумма обеих работ есть не что иное, как внешняя работа при истечении. Обозначим ее для 1 кг тела на пути между сечениями I и II через l' ; в таком случае для элементарной массы dG она равна $dG \cdot l'$. Из рис. 9-1 следует, что работа внешнего давления на левую грань измеряется пл. $A_1A_2A'_2A'_1$, работа давления на правую грань — пл. $B_1B_2B'_2B'_1$, а работа $dG \cdot l'$ — разностью этих площадей:

$$\begin{aligned} dG \cdot l' &= \text{пл. } B_1B_2B'_2B'_1 - \text{пл. } A_1A_2A'_2A'_1 = \\ &= \text{пл. } A_2B_2B'_2A'_2 - \text{пл. } A_1B_1B'_1A'_1, \end{aligned}$$

т. е. разностью заштрихованных площадей в нижней части рис. 9-1. Но при бесконечно малых dx_1 и dx_2

$$\text{пл. } A_2B_2B'_2A'_2 = p_2 f_2 dx_2 = p_2 dV_2 = p_2 dGv_2,$$

и

$$\text{пл. } A_1 B_1 B'_1 A'_1 = p_1 f_1 dx_1 = p_1 dV_1 = p_1 dGv_1,$$

где dV_1 и dV_2 — объемы заштрихованной массы тела в начале и в конце изменения состояния на пути между сечениями I и II;

v_1 и v_2 — соответствующие удельные объемы.

Таким образом,

$$dG \cdot l' = p_2 dGv_2 - p_1 dGv_1 = dG(p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

и, следовательно,

$$l' = p_2 v_2 - p_1 v_1,$$

а для бесконечно малого изменения состояния

$$dl' = d(pv). \quad (9-2)$$

Уравнение первого закона термодинамики как закона сохранения энергии для процесса истечения с переменной скоростью c должно быть дополнено в правой части членом, учитывающим изменение кинетической энергии видимого движения тела, равным для 1 кг тела для элементарного процесса $d\left(\frac{c^2}{2g}\right)$, так что оно получает вид:

$$dq = du + A dl' + Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right); \quad (9-3)$$

подставляя сюда по уравнению (9-2) $dl' = d(pv)$, получаем:

$$\begin{aligned} dq &= du + Ad(pv) + Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = d(u + Apv) + Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = \\ &= \underline{di + Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right)}. \end{aligned} \quad (9-4)$$

Уравнение (9-4) является основным для потока газа или пара, причем оно имеет силу и для обратимых, и для необратимых процессов истечения. Его можно формулировать так: *в общем случае теплота, сообщаемая телу при истечении, расходуется в двух направлениях, а именно: часть идет на приращение энтальпии тела, а остальная — на приращение внешней кинетической энергии, т. е. на увеличение скорости потока.*

198

9-2. Располагаемая работа при истечении. Одновременно с уравнением (9-4) для обратимого процесса истечения сохраняет свою силу уравнение (2-10):

$$dq = du + Adl,$$

где $dl = p dv$ есть элементарная работа расширения тела; сопоставляя уравнения (2-10) и (9-3), получаем:

$$dl = dl' + d\left(\frac{c^2}{2g}\right),$$

т. е. при истечении с переменной скоростью результатом работы расширения являются внешняя работа и приращение внешней кинетической энергии тела.

Разность работ dl и dl' , равная

$$dl_0 = dl - dl' = d\left(\frac{c^2}{2g}\right), \quad (9-5)$$

т. е. приращение внешней кинетической энергии тела является своего рода располагаемой работой, которая может быть использована тем или другим способом; так, например, в паровых турбинах пар, пропускаемый со значительной скоростью, полученной в результате расширения, через криволинейные каналы ротора, теряет скорость и за счет уменьшения внешней кинетической энергии создает вращательный момент на валу турбины, т. е. совершает работу.

Подставляя в уравнение (9-5) $dl = p dv$ и $dl' = d(pv)$, получаем:

$$dl_0 = d\left(\frac{c^2}{2g}\right) = p dv - d(pv) = p dv - p dv - v dp = -v dp. \quad (9-6)$$

Тот же результат дает сопоставление уравнения (9-4) с уравнением (3-35), а именно:

$$dq = di + Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = di - Av dp;$$

при $p = \text{const}$, т. е. $dp = 0$ и $dl_0 = 0$; $dl_0 > 0$ только при $dp < 0$, т. е. необходимым условием получения располагаемой работы является понижение давления.

Уравнение (9-6) можно написать еще в следующем виде:

$$\frac{c}{g} dc = -v dp,$$

откуда хорошо видно, что ds и dp имеют обратные знаки, т. е. при обратимом процессе *увеличение скорости движения неразрывно связано с понижением давления и, наоборот, уменьшение скорости сопровождается повышением давления.*

Положим, что давление изменяется по кривой ab (рис. 9-2); так как площадь элементарной заштрихованной полоски равна

$$-v dp = dl_0,$$

то очевидно, что для процесса истечения ab расходуемая работа

$$l_0 = \int_{p_1}^{p_2} -v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp$$

измеряется пл. $abb'a''$, заключенной между кривой процесса, осью ординат и крайними изобарами. Работа же расширения $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ измеряется по-прежнему пл. $abb'a'$, заключенной между кривой процесса, осью абсцисс и крайними изохорами.

Тот же результат может быть получен и другим путем, а именно интегрируя уравнение (9-5), мы имеем для процесса ab :

$$l_0 = \int_{v_1}^{v_2} p dv - \int_1^2 d(pv) = \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2 + p_1 v_1 = \\ = \text{пл. } abb'a' - \text{пл. } b''bb'o + \text{пл. } a''aa'o = \text{пл. } a\tilde{E}b'a''$$

Если кривая ab — политропа с уравнением $pv^n = \text{const}$, то работа расширения равна, как мы знаем,

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

а так как по уравнению (9-2)

$$l' = p_2 v_2 - p_1 v_1,$$

то

$$l_0 = l - l' = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) - p_2 v_2 + p_1 v_1 = \\ = \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \underline{nl}. \quad (9-7)$$

200

В зависимости от показателя политропы располагаемая работа может быть больше или меньше работы расширения или равна ей. Так, например, при изотермическом расширении газа $l_0=l$, так как $n=1$ и, следовательно, $l'=0$, что и понятно, потому что для газа при $t=\text{const}$ $pv=\text{const}$, т. е. $dl'=d(pv)=0$. При адиабатическом же расширении воздуха, поскольку для него $n=1,4$, располагаемая работа на 40% больше работы расширения и, следовательно, $l'<0$, т. е. внешняя работа затрачивается. При изменении по изохоре ab_1 (рис. 9-2) работа расширения $l=0$; тем не менее мы имеем располагаемую работу l_0 , измеряемую на общих основаниях пл. $ab_1b''a''$; это значит, что $l'<0$, а по величине равна l_0 ; действительно, в этом случае по уравнению (9-2)

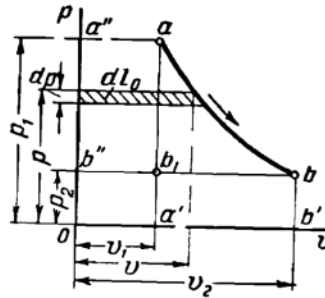


Рис. 9-2.

$l' = (p_2 - p_1)v_1 = -(p_1 - p_2)v_1 = -l_0$.

Заключение по уравнению $l_0=nl$, что поскольку $l=0$, то и $l_0=0$, было бы, как видим, ошибочно, что вполне естественно, так как для изохоры $n=\pm\infty$, а произведение $nl=\infty \cdot 0$ является математической неопределенностью.

Из уравнения (9-4) следует:

$$Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = Adl_0 = dq - di, \quad (9-8)$$

т. е. располагаемая работа получается в общем случае за счет сообщения телу тепла извне и уменьшения его теплосодержания (энтальпии) при постоянном давлении. Для конечного процесса

$$Al_0 = q + i_1 - i_2, \quad (9-9)$$

где i_1 и i_2 — значения энтальпии в начале и в конце процесса. Уравнения (9-8) и (9-9), как и уравнение (9-4), справедливы и для обратимых, и для необратимых процессов.

В общем случае располагаемая работа по уравнению (9-9)

$$Al_0 = q + i_1 - i_2.$$

В диаграмме Ts количество тепла q измеряется площадью под кривой процесса. Для идеального газа по уравнению (3-38)

$$di = c_p dT$$

и, следовательно,

$$i_2 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

т. е. разность энтальпий газа равна теплоте, сообщаемой газу при постоянном давлении в данных пределах температуры; эта разность не зависит от величины давления и измеряется в системе Ts площадью под любой изобарой. Поэтому если процесс газа изображается в системе Ts кривой AB (рис. 9-3), то, проведя через конечную его точку B горизонталь до пересечения ее в точке C с изобарой

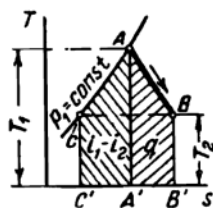


Рис. 9-3.

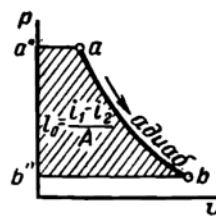


Рис. 9-4.

рой через начальную точку A , мы получим разность $(i_1 - i_2)$ в виде площади $CAA'C'$, количество тепла q — в виде пл. $ABV'A'$ и, следовательно, располагаемую работу Al_0 — в виде суммарной площади $CABV'C'$. Изложенное справедливо только для обратимых процессов истечения, так как только для них площадь под кривой процесса в системе Ts дает количество тепла q .

9-3. Адиабатический процесс истечения. Критическое отношение давлений. При адиабатическом расширении газа уравнение (9-8) принимает простой вид:

$$A dl_0 = -di,$$

т. е. располагаемая работа при адиабатическом расширении получается за счет падения теплосодержания; для конечного процесса

$$Al_0 = i_1 - i_2 \quad (9-10)$$

Разность энтальпий в начале и в конце процесса называют тепловым перепадом или теплопадением, так что уравнение (9-10) можно еще формулировать так: располагаемая работа при адиабатическом расширении равна его теплопадению.

Адиабатический процесс в системе $p\nu$ представлен на рис. 9-4 и 9-5; пл. $abb''a''$ (рис. 9-4) дает величину располагаемой работы, эквивалентной теплопадению $(i_1 - i_2)$, в то время как пл. $abb'a'$ под адиабатой (рис. 9-5) дает работу расширения, эквивалентную уменьшению внутренней энергии $(u_1 - u_2)$; первая больше второй в k раз, где k — показатель адиабаты.

Интегрируя уравнение (9-5)

$$dl_0 = d\left(\frac{c^2}{2g}\right)$$

мы получаем в общем случае:

$$l_0 = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}$$

где c_1 и c_2 — значения скорости газа или пара в начале и в конце процесса; отсюда

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 + 2gl_0}.$$

В ряде практических процессов истечения начальная скорость c_1 настолько мала по сравнению с c_2 , что может не приниматься в расчет; в этих случаях, т. е. при $c_1 = 0$, скорость в конце истечения

$$c = \sqrt{2gl_0}; \quad (9-11)$$

для адиабатического же процесса в связи с уравнением (9-10)

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{2g \frac{i_1 - i_2}{A}} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 427 (i_1 - i_2)} = \\ &= \sqrt{8380 (i_1 - i_2)} = 91,5 \sqrt{i_1 - i_2} = 91,5 \sqrt{h}, \quad (9-12) \end{aligned}$$

где $h = i_1 - i_2$ — теплопадение. Здесь уместно отметить, что скорость адиабатического истечения при теплопадении h ккал/кг одинакова со скоростью свободного падения с высоты $H = 427 h$ м; это оправдывает термин „теплопадение“ для величины h .

Если адиабата выражается уравнением вида $p v^k = \text{const}$, где $k = \text{const}$, то в связи с уравнениями (9-7) и (4-29)

$$l_0 = kl = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right];$$

делая соответствующую подстановку в уравнении (9-11), получаем:

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (9-13)$$

По аналогии с этим уравнением скорость движения в сечении трубы с давлением p

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (9-14)$$

Адиабатический процесс истечения имеет очень важное значение в теории турбин и поэтому должен быть подробно исследован.

Положим, что газ или пар начального состояния p_1, v_1 истекает через суживающееся к выходу сопло или насадку

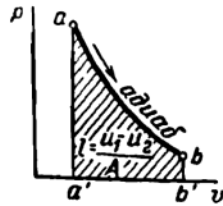


Рис. 9-5.

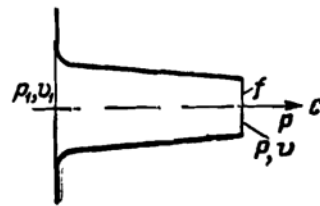


Рис. 9-6.

с выходным сечением f в среду с давлением $p < p_1$, расширяясь адиабатически (рис. 9-6). В предположении, что это расширение от давления p_1 до давления p осуществляется в насадке и что, следовательно, в выходном ее сечении газ имеет давление p , скорость истечения из насадки по уравнению (9-14)

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

а весовой расход

$$G = \frac{jc}{v}$$

где v — удельный объем газа в выходном сечении, т. е. при давлении p , получающийся из уравнения адиабаты

$$pv^k = p_1 v_1^k$$

равным

$$v = v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{k}}$$

Подставляя в выражение расхода G значения c и v получаем:

$$\begin{aligned} G &= f \cdot \frac{1}{v_1} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (9-15) \end{aligned}$$

Как видим из уравнения (9-15), при данных начальном состоянии тела (p_1, v_1) и сечении сопла f расход G зависит от давления p среды, куда происходит истечение.

Нетрудно убедиться, что в этих условиях расход G имеет максимум при вполне определенном значении $p = p_{кр}$, которое получим, взяв первую производную выражения в квадратных скобках и приравняв ее нулю. Получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dp} \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] &= \frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \\ - \frac{k-1}{k} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}-1} &= \frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k-1}{k} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 0. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2-k}{k}} = \frac{k-1}{k} \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}$$

или

$$\frac{2}{k+1} = \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k} \frac{2-k}{k}} = \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

откуда

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

и

$$p_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} p_1.$$

Что функция в квадратных скобках действительно имеет максимум при $p = p_{кр}$, установим, взяв ее вторую производную, т. е.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dp} \left[\frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} \right] = \\ = \frac{2}{k} \cdot \frac{2-k}{k} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2-k}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \cdot \frac{1}{k} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}-1} \end{aligned}$$

и, подставив в нее

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

получаем:

$$\begin{aligned} \frac{2}{k} \cdot \frac{2-k}{k} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2-2k}{k} \cdot \frac{k}{k-1}} - \frac{k+1}{k} \cdot \frac{1}{k} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1-k}{k} \cdot \frac{k}{k-1}} = \\ = \frac{2(2-k)}{k^2} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{-2} - \frac{k+1}{k^2} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{-1} = \\ = \frac{2(2-k)}{k^2} \left(\frac{k+1}{2}\right)^2 - \frac{k+1}{k^2} \frac{k+1}{2} = \frac{2(2-k)(k+1)^2}{4k^2} - \\ - \frac{(k+1)^2}{2k^2} = \frac{(k+1)^2}{2k^2} (2-k-1) = \frac{(k+1)^2}{2k^2} (1-k) < 0, \end{aligned}$$

т. е. действительно функция имеет максимум.

При $k=1,4$ для двухатомных газов $\frac{p_{кр}}{p_1} = 0,528$. При $p = p_1$ по уравнению (9-15) $G=0$, что вполне естественно; понижение давления среды p увеличивает G , но только до известного предела, а именно: мы получим G_{\max} при $p = p_{кр} = 0,528 p_1$. Дальнейшее понижение p уменьшает расход G , а при $p=0$ уравнение (9-15) дает $G=0$, т. е. исте-

чение прекращается. Зависимость G от p по уравнению (9-15) представлена графически на рис. 9-7 в виде параболической кривой oba . Насколько естественно увеличение расхода G с понижением давления p по ветви кривой ab , настолько же практически невероятно уменьшение его при $p < p_{кр}$ по ветви bo . Опытами было установлено, что расход через суживающееся сопло по рис. 9-6 действительно имеет максимум при $p = p_{кр}$, но одновременно имеет место характерное явление, заключающееся в том, что дальнейшее понижение

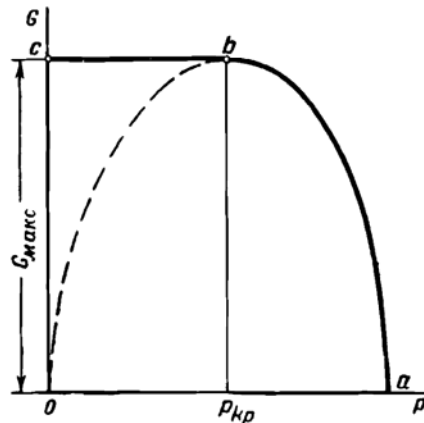


Рис. 9-7.

давления среды $p < p_{кр}$ не отражается на величине расхода, т. е. при $p \leq p_{кр}$ расход $G = G_{\max} = \text{const}$, т. е. в действительности изменение расхода G происходит по линии abc (рис. 9-7).

Для объяснения расхождения теории с действительностью было высказано в свое время гипотетическое предположение, что в суживающемся сопле не может быть получено расширение ниже давления $p_{кр}$, как бы ни понижалось давление p среды, куда происходит истечение. В этом предположении, естественно, при давлении среды $p \leq p_{кр}$ расход $G = G_{\max} = \text{const}$. Эта гипотеза впоследствии была подтверждена опытными наблюдениями. К тем же результатам можно прийти и путем подробного теоретического исследования адиабатического процесса истечения.

Условие неразрывности движения по уравнению (9-1) можно написать в виде:

$$f c = G v,$$

где f — площадь поперечного сечения сопла, м^2 ;
 c — скорость, м/сек ;
 v — удельный объем тела в этом сечении, $\text{м}^3/\text{кг}$;
 G — постоянный секундный весовой расход тела в сопле, кг/сек .

Продифференцировав это уравнение, имеем:

$$f dc + c df = G dv,$$

а разделив на $f c$, получаем:

$$\frac{dc}{c} + \frac{df}{f} = \frac{G dv}{f c} = \frac{dv}{v}$$

откуда

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dc}{c} \quad (9-16)$$

Это есть, очевидно, условие неразрывности в дифференциальном виде.

При отсутствии теплообмена, т. е. в случае адиабатического расширения, можно полагать

$$p v^k = \text{const},$$

откуда после дифференцирования

$$p k v^{k-1} dv + v^k dp = 0,$$

а после деления на v^k

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

и

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{p}$$

Далее по уравнению (9-6)

$$d\left(\frac{c^2}{2g}\right) = -v dp,$$

т. е.

$$\frac{c dc}{g} = -v dp,$$

а после деления на c^2

$$\frac{dc}{gc} = -\frac{v dp}{c^2}$$

и, следовательно,

$$\frac{dc}{c} = -\frac{gv}{c^2} dp.$$

Подставляя полученные значения $\frac{dv}{v}$ и $\frac{dc}{c}$ в уравнение (9-16), имеем:

$$\frac{df}{f} = -\frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{p} + \frac{gv}{c^2} dp = \left(\frac{gv}{c^2} - \frac{1}{kp} \right) dp. \quad (9-17)$$

Исследуем это уравнение: при адиабатическом расширении давление падает и в связи с этим возрастает скорость движения, т. е. по направлению движения $dp < 0$, и, следовательно, знак df зависит от знака выражения в скобках в правой части уравнения (9-17), а именно $df < 0$; другими словами, сечение сопла уменьшается по направлению движения, если $\frac{gv}{c^2} > \frac{1}{kp}$, т. е. если $c < \sqrt{gkpv}$, и увеличивается, если $\frac{gv}{c^2} < \frac{1}{kp}$, т. е. если $c > \sqrt{gkpv}$. Но, как известно из физики, $c = \sqrt{gkpv}$ есть скорость звука в газе или паре состояния p, v ; следовательно, в той части сопла, где постепенно возрастающая скорость меньше скорости звука, соответствующей состоянию тела в данном сечении, сопло должно суживаться по направлению движения; в той же части, где скорость движения превышает скорость звука, сечение сопла должно увеличиваться по направлению истечения. Место перехода суживающейся части в расширяющуюся будет, очевидно, самым узким сечением сопла $f_{\text{мин}}$ и в нем скорость движения равна скорости звука.

Во избежание недоразумений и неправильного понимания необходимо отчетливо себе уяснить, что поскольку скорость звука равна \sqrt{gkpv} , то, говоря вообще, каждому сечению сопла соответствует своя скорость звука, определяемая величинами p и v в данном сечении. По направлению движения при адиабатическом расширении давление падает, а объем возрастает, произведение же pv , а следовательно, и величина скорости звука уменьшаются. Поэтому

понятно, что если в самом узком сечении сопла скорость истечения равна скорости звука, то в расширяющейся его части возрастающая скорость истечения будет больше уменьшающейся скорости звука.

Таким образом, если скорость истечения, соответствующая теплопадению $h = i_1 - i_2$ и равная по уравнению (9-12) $c = 91,5 \sqrt{h}$, не больше скорости звука в газе или паре конечного состояния, то сопло должно суживаться к выходу, и выходное сечение будет самым узким. Если же скорость c больше скорости звука, то сопло должно сначала суживаться, а затем уширяться к выходу; в суживающемся сопле скорость больше скорости звука не может быть получена и, следовательно, теплопадение h не может быть целиком использовано и переведено в эквивалентную ему кинетическую энергию потока.

Для того чтобы в каждом отдельном случае решить вопрос о характере продольного профиля сопла или канала, необходимо знать, будет ли иметь место в канале сопла скорость, равная скорости звука, и если будет, сопоставить эту скорость со скоростью, соответствующей данному теплопадению h . Если в канале сопла имеет место скорость, равная скорости звука, то она получается согласно изложенному выше в самом узком сечении сопла $f_{\text{мин}}$, в котором при этом устанавливается определенное давление, которое обозначим через $p_{\text{кр}}$. Найдем это давление; из уравнения (9-15), являющегося уравнением непрерывности в подробном виде, величина сечения f , которому соответствует при данном расходе G давление p , равна:

$$f = \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}} \quad (9-18)$$

В уравнении (9-18) переменными являются величины f и p ; таким образом, каждому сечению соответствует определенное давление, а каждому давлению p по уравнению (9-14) соответствует своя скорость c . Скорость звука, как сказано, может иметь место только в сечении $f_{\text{мин}}$; в этом случае в нем устанавливается давление $p = p_{\text{кр}}$. Мы получим его на общих основаниях, найдя условия, при которых f будет минимальным, т. е. корень в знаменателе правой части будет максимальным,

210

Мы уже нашли ранее, что это имеет место при

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (9-19)$$

и следовательно,

$$p_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} p_1. \quad (9-20)$$

Таким образом, мы видим, что давление $p_{кр}$, обусловливающее наличие в канале сопла скорости, равной скорости звука, вполне определяется начальным давлением газа или пара p_1 и показателем адиабаты k . Отношение $\frac{p_{кр}}{p_1}$ называется критическим отношением давлений при истечении; оно равно по уравнению (9-19), как мы уже получили ранее, для двухатомных газов при $k=1,4$

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = 0,528.$$

Соответствующая давлению $p_{кр}$ скорость $c_{кр}$ (критическая скорость) получается по уравнению (9-14)

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

подстановкой в него $\frac{p}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1}$ из уравнения (9-19), а именно:

$$\begin{aligned} c_{кр} &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{2}{k+1} \right)} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \frac{k-1}{k+1}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1}. \quad (9-21) \end{aligned}$$

Как видим, она вполне определяется начальным состоянием газа и показателем адиабаты k ; в частности, для двухатомных газов $c_{кр} = 3,38 \sqrt{p_1 v_1}$, где давление p_1 в кг/м^2 . Для идеальных газов $p_1 v_1 = RT_1$ и, следовательно, $c_{кр} = 3,38 \sqrt{RT_1}$, т. е. скорость $c_{кр}$ возрастает с увеличением на-

чальной температуры и для разных газов различна; так, например, для воздуха при 200° С

$$c_{кр} = 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 473} = 398 \text{ м/сек.}$$

а при 1 000° С

$$c_{кр} = 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 1273} = 655 \text{ м/сек.}$$

Сечение $f_{мин}$, соответствующее скорости $c_{кр}$, получается из уравнения (9-18) подстановкой в него $\frac{p}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1}$ из уравнения (2-19), а именно:

$$\begin{aligned} f_{мин} &= \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1} \cdot \frac{2}{k}} - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1} \cdot \frac{k+1}{k}} \right]}} \\ &= \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \left[1 - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{k-1}} \right]}} \\ &= \frac{G}{\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left(1 - \frac{2}{k+1} \right)}} \\ &= \frac{G}{\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1}}} \end{aligned} \quad (9-22)$$

т. е. оно вполне определяется начальным состоянием и расходом газа. В частности, для двухатомных газов при $k = 1,4$

$$f_{мин} = \frac{G}{2,15 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} \text{ м}^2. \quad (9-23)$$

Если дана адиабата ab в системе pv (рис. 9-8), то, определяя для ряда значений давления p_x в пределах от p_1 до p_2 скорость истечения $c_x = \sqrt{2gl_x}$, где l_x — располагаемая работа при расширении от p_1 до p_x , измеряемая заштрихованной площадью, и нанося эти значения c_x как абсциссы

в системе pc , мы получим кривую de , дающую зависимость скорости от давления в данном сечении. Каждому значению давления p_x соответствуют определенная скорость c_x и удельный объем v_x , а следовательно, при данном секундном весовом расходе газа или пара G и определенной площади поперечного сечения сопла $f_x = G \frac{v_x}{c_x}$. Подставляя сюда парные значения v_x и c_x и нанося величины f_x как абсциссы в системе pf , мы получим в общем случае кривую mkn . В соответствии со всем изложенным выше при

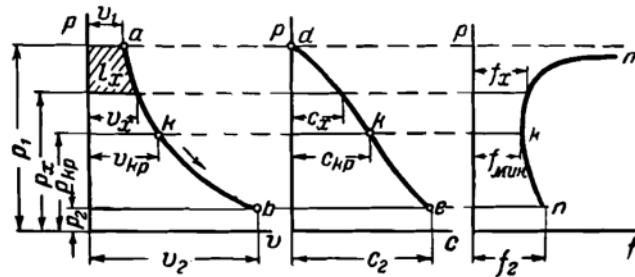


Рис. 9-8.

p_2 , меньшем $p_{кр}$, т. е. c_2 , больше $c_{кр}$, сечение сопла сначала суживается, а затем расширяется по направлению движения, причем самому узкому сечению $f_{мин}$ соответствуют давление $p_{кр}$ и скорость $c_{кр}$, определяемые уравнениями (9-20) и (9-21). Чем меньше давление p_2 и чем, следовательно, больше окончательная скорость истечения c_2 , тем больше площадь выходного сечения f_2 при неизменном $f_{мин}$. Площадь сечения f_1 в начале сопла в случае рис. 9-8 бесконечно велика, поскольку начальная скорость движения c_1 принята равной нулю.

На первый взгляд представляется несколько странным, что для получения скоростей, больших $c_{кр}$, необходимо уширять канал по направлению движения, при ближайшем же изучении процесса истечения эта необходимость вполне разъясняется. Все дело в том, что при давлении, большем $p_{кр}$, скорость возрастает с понижением давления быстрее, чем возрастает удельный объем, так что $f_x = G \frac{v_x}{c_x}$ умень-

шается; начиная же с давления $p_{кр}$, удельный объем возрастает быстрее скорости, вследствие чего f_x увеличивается.

Таким образом, если газ начального состояния p_1, v_1 истекает в среду с давлением $p_2 < p_{кр}$, расширяясь адиабатически, и требуется получение скорости c_2 , соответствующей полному перепаду $(i_1 - i_2)$, то сопло должно сначала суживаться, а затем расширяться к выходу, как показано схематически на рис. 9-9. Расчет такого сопла сводится к определению площадей сечений $f_{мин}$ по уравнению (9-22)

и $f_2 = G \frac{v_2}{c_2}$, потому что теоретически конечный результат истечения от характера продольного профиля сопла не зависит; достаточно, чтобы поперечное сечение сначала сужи-

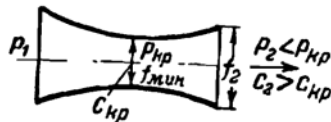


Рис. 9-9.

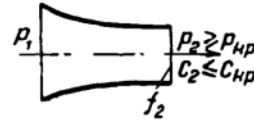


Рис. 9-10.

валось до $f_{мин}$, а затем уширялось до f_2 . При различных вариантах продольного профиля сопла с сохранением значений $f_{мин}$ и f_2 изменяется лишь распределение давления по длине сопла, но не результат истечения, т. е. скорость c_2 .

Цилиндрическая часть на выходе постоянного сечения f_2 имеет назначением получение правильной струи и скорости c_2 не меняет.

Если же газ истекает в среду с давлением p_2 , равным или большим $p_{кр}$, то как хорошо видно из рис. 9-8, сопло должно суживаться к выходу и будет таким, как показано схематически на рис. 9-10. Расчет такого сопла состоит в определении выходного сечения f_2 ; при $p_2 = p_{кр}$ оно будет равно $f_{мин}$ на рис. 9-8; при p_2 , большем $p_{кр}$, оно будет больше $f_{мин}$, как видно из той же фигуры, но в то же время самым узким для данного сопла.

В сопле, не имеющем уширения к выходу, газ не может понизить своего давления ниже $p_{кр}$ и получить скорость больше $c_{кр}$. Ветвь кривой *bo* на рис. 9-7 получена в несостоятельном предположении, что в суживающемся сопле может быть осуществлено любое расширение. Этим объясняется отмеченное ранее несоответствие теоретических вы-

водов с действительностью. Если при суживающемся сопле давление среды, куда истекает газ, p_2 меньше $p_{кр}$, то, понятно, газ расширяется в конечном результате до давления p_2 , но расширение по отрезку адиабаты kb (рис. 9-8) от давления $p_{кр}$ до p_2 происходит не в сопле, а по выходе из него, по разным направлениям, как показано на рис. 9-11, причем получаются вихревые движения, так что не может быть речи о правильной струе определенного направления, необходимой для дальнейшего использования кинетической энергии газа.

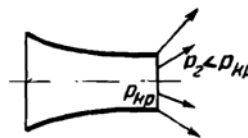


Рис. 9-11.

В самом узком сечении каждого сопла при p_2 , равном или меньшем $p_{кр}$, устанавливаются давление $p_{кр}$ и скорость $c_{кр}$, определяющие собой пропускную способность сопла, т. е. G_{\max} . Превышение этого расхода возможно только путем увеличения сечения сопла f_{\min} . Уширение сопла к выходу понижает выходное давление p_2 ниже $p_{кр}$ и дает возможность получить скорость выхода c_2 больше $c_{кр}$, но весового расхода G_{\max} не изменяет.

Пример 9-1. Воздух из резервуара с постоянным давлением $p_1 = 4 \text{ ата}$ и температурой 20°С вытекает через трубку с внутренним диаметром 10 мм наружу. Определить часовой весовой расход воздуха и его окончательную температуру, если наружное давление $p_2 = 1 \text{ ата}$.

Для воздуха

$$p_{кр} = 0,528 p_1 = 0,528 \cdot 4 = 2,112 \text{ ата} > p_2,$$

поэтому он вытекает через цилиндрическую трубку со скоростью

$$c_{кр} = 3,38 \sqrt{p_1 v_1} = 3,38 \sqrt{RT_1} = 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 293} = 313 \text{ м/сек.}$$

Начальный удельный объем воздуха

$$\therefore \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,27 \cdot 293}{40\,000} = 0,215 \text{ м}^3/\text{кг},$$

а площадь выходного сечения трубки

$$f_{\min} = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,01^2}{4} = 0,0000785 \text{ м}^2.$$

В таком случае по уравнению (9-33)

$$G = 2,15 f_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} = 2,15 \cdot 0,0000785 \sqrt{\frac{40\,000}{0,215}} = 0,073 \text{ кг/сек.}$$

215

часовой же расход

$$G_{\text{час}} = 0,073 \cdot 3600 = 262 \text{ кг/час.}$$

Окончательная температура воздуха, расширившегося адиабатически до давления $p_2 = 1 \text{ ата}$ по выходе из трубки, определяется по уравнению (4-30) равной

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 293 \left(\frac{1}{4} \right)^{\frac{0,1}{1,4}} = 197^\circ \text{ К}$$

и, следовательно,

$$t_2 = 197 - 273 = -76^\circ \text{ С.}$$

9-4. Процесс в диффузоре. Разобранный нами теоретический процесс истечения, при котором в результате расширения газа возникает его ускоренное движение вдоль сопла и выделяется располагаемая работа в виде кинетической энергии струи, при отсутствии вихревых движений и трения является обратимым процессом. Если в результате расширения ab (рис. 9-8) в сопле соответствующего профиля mkp получена скорость истечения газа c_2 , то, вводя струю газа состояния точки b с этой скоростью в такое же сопло, но повернутое на 180° , т. е. изменяющее свое сечение по кривой pkm , мы получим постепенное уменьшение скорости движения и в связи с этим повышение давления по адиабате ba и в конечном результате приведем газ в состояние точки a . Такое сопло, в котором за счет уменьшения скорости повышается давление, носит название диффузора и находит себе широкое применение в технике, в частности в турбокомпрессорах. Если скорость входа газа в диффузор c_2 больше $c_{кр}$, то, как хорошо видно из рис. 9-8, поперечное сечение диффузора должно сначала уменьшаться, пока скорость не снизится до значения $c_{кр}$, определяемого конечным состоянием газа p_1, v_1 , а затем увеличиваться к выходу. Если же скорость входа c_2 равна или меньше $c_{кр}$, то диффузор должен с самого начала расширяться к выходу, так что его входное сечение является самым узким.

Наличие трения делает действительный процесс в диффузоре необратимым и приводит к потере в работе. На рис. 9-12 представлен в системе Ts условный необратимый процесс адиабатического сжатия газа в диффузоре по кривой AB . В полном соответствии со всем изложенным выше

при отсутствии трения затрата работы на перевод газа из состояния точки A в состояние точки D

$$Al_0 = i_d - i_a = \text{пл. } CDA'C',$$

а на действительный процесс сжатия AB

$$Al'_0 = i_b - i_a = \text{пл. } CBB'C'$$

Таким образом, излишний расход работы, т. е. потеря работы,

$$Al_c = Al'_0 - Al_0 = i_b - i_a - i_d + i_a = i_b - i_d = \text{пл. } DBB'A'$$

Эта потеря суммируется из работы трения, измеряемой на общих основаниях пл. $ABB'A'$ под адиабатой AB , и из дополнительной работы сжатия, измеряемой пл. ADB . Эта дополнительная работа объясняется тем, что вследствие трения как видно из рис. 9-12, температура в конце действительного процесса T'_2 больше, чем в теоретическом процессе (T_2), и в связи с этим удельный объем газа

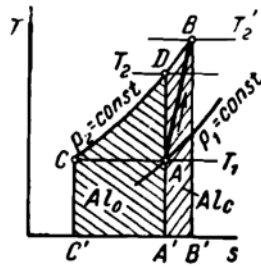


Рис. 9-12.

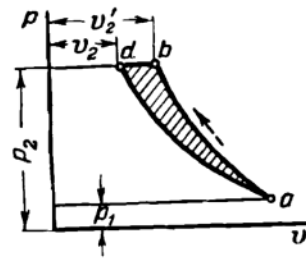


Рис. 9-13.

$v'_2 > v_2$, так что действительная кривая сжатия ab в системе pv (рис. 9-13) круче адиабаты ad , в результате чего получается увеличение затрачиваемой работы на величину заштрихованной пл. adb , эквивалентной пл. ADB рис. 9-12.

Таким образом, потеря от трения в диффузоре больше работы трения.

9-5. Мятие при истечении. Если на пути движения газа или пара имеется местное резкое сужение проходного сечения, как показано в рис. 9-14, то, как известно из опыта, давление p_2 за местом сужения всегда меньше давления p_1 перед сужением. Это явление понижения давления в резуль-

тате прохода тела через какое-либо сопротивление носит название мятя или дросселирования.

Потеря давления ($p_1 - p_2$) тем больше, чем меньше относительная площадь сужения.

При отсутствии теплообмена процесс мятя адиабатичен; рассматривая изменение состояния тела при переходе из сечения I в сечение II и применяя к нему основное уравнение (9-8), получаем после интегрирования:

$$i_2 = A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}, \quad (9-24)$$

где i_1 и i_2 — значения энтальпии в сечениях I и II. Всегда имеется возможность так подобрать сечения f_1 и f_2 , чтобы скорости c_1 и c_2 были равны (см. условие неразрывности); в таком случае

$$i_1 = i_2, \quad (9-25)$$

т. е. в результате мятя энтальпия не изменяется (при $c_1 = c_2$)*.

Состояние же тела изменяется, как это вытекает из следующих соображений. При проходе через сужение скорость

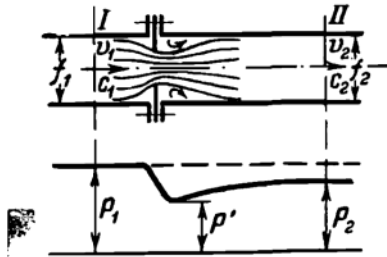


Рис. 9-14.

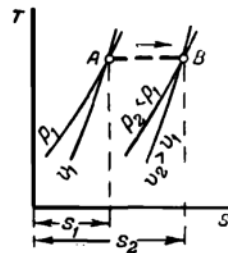


Рис. 9-15.

потока возрастает и, следовательно, давление падает до p' в самом узком месте потока, находящемся на небольшом расстоянии за сужением и имеющем сечение несколько меньше площади отверстия. При наличии диффузора можно было бы перевести обратно полученное приращение ки-

* Даже при одинаковом сечении трубопровода до и после местного сопротивления изменение скорости потока ($c_2 - c_1$) во многих случаях столь мало, что им можно пренебречь и считать $i_1 = i_2$. (Прим. ред.)

нетической энергии струи в потенциальную энергию, т. е. поднять давление до первоначального давления p_1 ; отсутствие же диффузора исключает такой обратный процесс. Значительная часть приращения кинетической энергии вследствие вихревых движений и ударов, имеющих место за сужением, переходит в теплоту, воспринимаемую телом, что связано с увеличением энтропии, так что тело в начальное состояние не возвращается, несмотря на равенства $s_2 = s_1$ и $i_2 = i_1$. Таким образом, процесс мятя является типичным необратимым процессом; будучи по существу адиабатичным, он тем не менее связан с увеличением энтропии. Увеличение энтропии при равенстве теплосодержаний приводит к тому, что $p_2 < p_1$, а $v_2 > v_1$, как это будет сейчас обнаружено.

Для идеальных газов $di = c_p dt$, где c_p — постоянная; после интегрирования

$$i_2 - i_1 = c_p (t_2 - t_1).$$

При мятти $i_2 = i_1$, а следовательно, и $t_2 = t_1$, т. е. *в результате мятти идеального газа его температура не изменяется*. В связи с этим, если точка A изображает в системе Ts (рис. 9-15) состояние газа перед мяттием, то состоянию его после мяття соответствует точка B , лежащая на одной изотерме с точкой A , но правее ее, так как $s_2 > s_1$. По основным же свойствам диаграммы Ts давление $p_2 < p_1$, а удельный объем $v_2 > v_1$, причем вследствие равенства температур $p_2 v_2 = p_1 v_1$.

Было бы совершенно неправильно рассматривать отрезок изотермы AB как линию процесса мяття газа, потому что только точки A и B дают действительные состояния газа как равновесные; промежуточные же точки действительному процессу не соответствуют. Ввиду адиабатичности процесса увеличение скорости в месте сужения получается за счет уменьшения его теплосодержания т. е. сопровождается падением температуры; за сужением по мере перехода внешней кинетической энергии в теплоту температура поднимается и на некотором удалении от сужения, где поток получает снова вполне правильный характер, достигает первоначального значения. Таким образом, действительный процесс между точками A и B проходит при переменных t и i , которые сначала уменьшаются, а потом увеличиваются. Поэтому не вполне правильно, как это иногда делается, определять мятти как процесс при $i = \text{const}$, а в случае идеального газа и $t = \text{const}$.

Следует иметь в виду, что соотношение $i_1 = i_2$ справедливо лишь для сечений, достаточно удаленных от места сужения, для которых выполнено условие, что до сечения I и за сечением II состояние газа не изменяется.

Реальные газы, т. е. газы, не следующие уравнению $pv = RT$, при мяти свою температуру несколько изменяют. Путем ряда довольно сложных преобразований дифференциальных уравнений, связывающих между собой величины i , s , p и T для газа, следующего уравнению Ван-дер-Ваальса, можно получить для процесса мятия такую зависимость:

$$dT = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{c_p} dp,$$

где a и b — известные нам постоянные для данного газа. При мяти всегда $dp < 0$, величина c_p всегда положительна; следовательно, знак dT будет зависеть от знака числителя $(\frac{2a}{RT} - b)$, причем возможны три случая:

- 1) $dT < 0$ при $\frac{2a}{RT} > b$, т. е. $T < \frac{2a}{bR}$;
- 2) $dT > 0$ при $T > \frac{2a}{bR}$;
- 3) $dT = 0$ при $T = \frac{2a}{bR}$.

Таким образом, мы видим, что в зависимости от природы и начальной температуры газа в результате мятия температура его может понизиться или повыситься, или остаться без изменения, если начальная температура равна $T = \frac{2a}{bR} = T_{\text{инв}}$, которую называют температурой инверсии.

Для большинства газов температура инверсии довольно высока (600°С и выше) за исключением водорода, для которого $t_{\text{инв}} = -57^\circ\text{С}$. При температурах выше $T_{\text{инв}}$ температура газа при мяти несколько повышается, при температурах ниже $T_{\text{инв}}$ понижается.

Явление понижения температуры газов при мяти впервые было установлено опытами Джоуля и Томсона и известно под названием эффекта Джоуля-Томсона; им пользуются в холодильной технике. Для воздуха они полу-

чили в среднем $\Delta t = 0,27 \Delta p$, а для углекислоты $\Delta t = 1,35 \Delta p$, т. е. в 5 раз больше (Δp в $кг/см^2$).

Равенство $i_2 = i_1$ строго справедливо только при условии $c_2 = c_1$; практически, однако, часто и в тех случаях, когда скорости c_1 и c_2 различны, можно полагать, что в результате мятя энтальпия не изменяется, потому что разность

$$i_1 - i_2 = A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}$$

[уравнение (9-24)] обычно незначительна по сравнению с величиной i_1 .

Если бы истечение при наличии мятя было обратимым процессом, то в результате понижения давления получилось бы увеличение скорости; в действительности же мы имеем падение давления при $c_2 = c_1$. Таким образом, очевидно, мятне связано с потерей располагаемой работы.

Мятне играет большую роль в теплотехнике; оно имеет место при проходе газа или пара через клапаны, задвижки и краны, в особенности при неполном открытии, и часто является неизбежным злом, которое стараются по возможности уменьшать. В ряде же случаев мятнем пользуются для определенных целей; например, для регулирования двигателей (дроссельное регулирование), для получения газа или пара пониженного давления в специальных редукционных клапанах, для получения низких температур в холодильных установках, для сжижения газов путем многократного мятня.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ЦИКЛЫ ГАЗОВЫХ ТУРБИН И РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

10-1. Циклы турбин внутреннего сгорания. Существенным недостатком поршневых двигателей внутреннего сгорания является невозможность в силу самого способа их работы осуществления в цилиндре полного адиабатического расширения продуктов горения до давления наружного воздуха, с чем связана потеря работы, измеряемая на рис. 7-5 и 7-8 площадью DCC_1 . Зато полное расширение вполне осуществимо в двигателях ротационного типа, так называемых турбинах, что заметно увеличивает термический к. п. д. цикла. Кроме того, турбины как двигатели

ротационные, не имеющие частей с возвратно-поступательным движением, характерным для поршневых машин, могут выполняться весьма быстроходными, с высокими числами оборотов и в связи с этим позволяют сосредоточивать крупные мощности в отдельных агрегатах при умеренных размерах и небольшом весе. Практическое осуществление турбины внутреннего сгорания связано, однако, с рядом трудностей как конструктивного, так и эксплуатационного характера, над разрешением которых в настоящее время настойчиво работает конструкторская мысль.

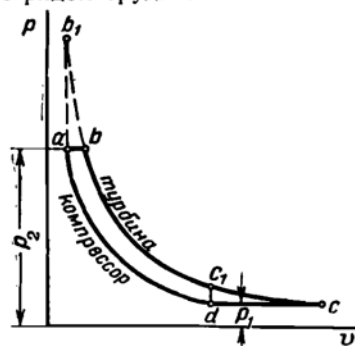


Рис. 10-1.

Широкое внедрение газовой турбины в энергетику является одной из актуальнейших проблем и удачное ее разрешение в недалеком будущем не вызывает сомнения.

Соответственно двум основным процессам горения, применяемым в двигателях внутреннего сгорания, а именно при постоянном давлении и при постоянном объеме, имеем два цикла турбин внутреннего сгорания. Рассмотрим сначала первый, представленный на рис. 10-1 и 10-2 и состоящий из двух изобар и двух адиабат. Сжатие da осуществляется в специальном воздушном компрессоре, сгорание ab — в камере горения, расширение bc — в турбине, а процесс охлаждения cd — на воздухе.

На рис. 10-3 дана принципиальная схема такой газотурбинной установки. A — воздушный турбокомпрессор, подающий сжатый воздух в камеру горения B ; C — нефтяной насос, подающий топливо в ту же камеру; D — газовая турбина.

Коэффициент полезного действия идеального цикла

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

$$= 1 - \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}$$

Для адиабаты da по уравнению (4-30)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{k-1}$$

аналогично для адиабаты bc

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_c}{v_b}\right)^{k-1}$$

Следовательно,

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \text{ и } \frac{v_d}{v_a} = \frac{v_c}{v_b} = \epsilon,$$

т. е. степени адиабатических сжатия и расширения в данном цикле одинаковы.

Так как

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \text{ и } \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_a}{v_d}\right)^{k-1} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}},$$

то после соответствующих подстановок

$$\boxed{\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}}, \quad (10-1)$$

т. е. к. п. д. идеального цикла вполне определяется степенью адиабатического сжатия или расширения, возрастая с ее увеличением. При одинаковых ϵ к. п. д. цикла равен к. п. д.

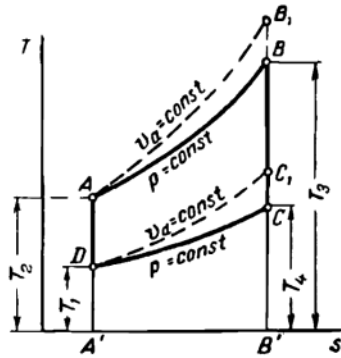


Рис. 10-2.

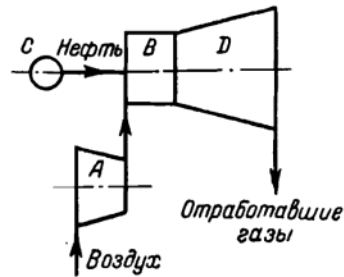


Рис. 10-3.

цикла поршневого двигателя со сгоранием при $v = \text{const}$ (§ 7-3) при значительно меньшем значении наибольшего давления цикла и больше к. п. д. цикла поршневого двигателя со сгоранием при $p = \text{const}$; так, например, при $\epsilon = 16$ к. п. д. разбираемого турбинного цикла $\eta_t = 0,6$, а для цикла поршневого двигателя при $\rho = 2,5$ к. п. д. равен 0,52.

На рис. 10-1 и 10-2 нанесены циклы ab_1c_1d (соответствует AB_1C_1D поршневого двигателя со сгоранием при $v = \text{const}$) и abc_1d' (соответствует ABC_1D поршневого двигателя со сгоранием при $p = \text{const}$) с той же степенью сжатия ϵ , что и разбираемый турбинный цикл $abcd$; сопоставление диаграмм этих трех циклов наглядно подтверждает предыдущие выводы.

Так как температура T_4 отходящих из турбины газов больше температуры T_2 сжатого воздуха (рис. 10-4), подаваемого компрессором, то целесообразно использовать частично теплосодержание отработавших в турбине газов для подогрева сжатого воздуха от температуры T_2 теоретически до температуры T_4 при постоянном давлении p_2 в специальном воздухоподогревателе за счет охлаждения газов от температуры T_4 до температуры T_2 . В этом случае сжатый воздух поступает в камеру горения в состоянии точки E , в которой и начинается горение. Количество тепла, выделяемого при сгорании, $q_1 = \text{пл. } EBC'E'$ меньше, чем в процессе AB , при отсутствии подогрева воздуха на величину $\text{пл. } AEE'A' = \text{пл. } FCC'F'$, а так как работа цикла в обоих случаях одинакова и равна $Al = \text{пл. } ABCD$, то подогрев воздуха увеличивает к. п. д. цикла $\eta_t = \frac{Al}{q_1}$. Возвращение ча-

сти отброса тепла q_2 цикла рабочему телу, а именно сжатому воздуху, является регенерацией тепла, с принципом которой мы ознакомились уже ранее, в § 5-11. Как видим, регенерация повышает экономичность цикла.

На рис. 10-4 по-прежнему DA — процесс сжатия воздуха в компрессоре; AE — процесс подогрева воздуха в подогревателе (регенерация); EB — процесс сгорания в камере горения; BC — процесс расширения газов в турбине; CF — процесс охлаждения газов в регенераторе; FD — процесс охлаждения газов на наружном воздухе.

На рис. 10-5 дана принципиальная схема такой газотурбинной установки с регенерацией. По сравнению со схемой рис. 10-3 она усложнена добавлением регенератора.

На рис. 10-6 и 10-7 представлен круговой процесс турбины со сгоранием при постоянном объеме; сжатие da про-

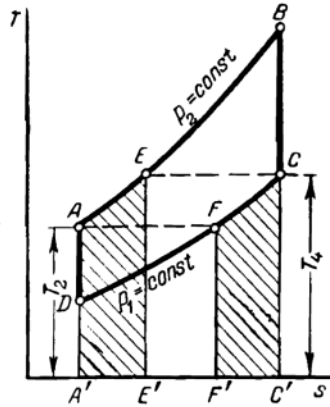


Рис. 10-4.

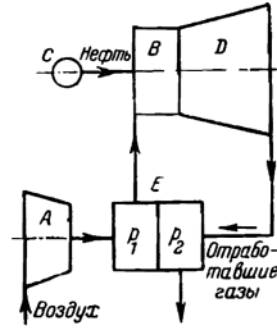


Рис. 10-5.

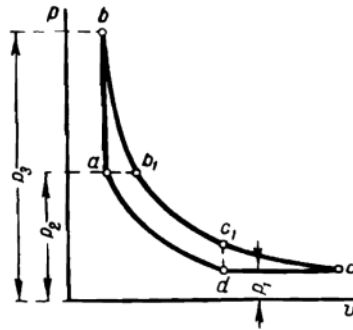


Рис. 10-6.

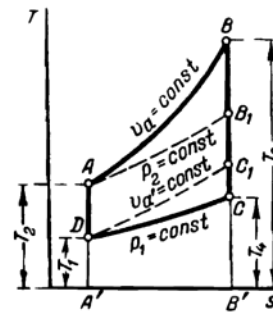


Рис. 10-7

исходит в компрессоре, горение ab — во взрывной камере, расширение bc — в турбине, а охлаждение cd — на воздухе. Коэффициент полезного действия цикла

$$\eta_i = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - k \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}$$

Температуры T_1 , T_2 и T_4 можно выразить через T_3 , а именно: для процесса ab — по уравнению (4-2):

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

и, следовательно,

$$T_2 = \frac{T_1}{\lambda};$$

для адиабаты da — по уравнению (4-30):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \epsilon^{k-1}$$

и, следовательно,

$$T_1 = \frac{T_2}{\epsilon^{k-1}} = \frac{T_1}{\lambda \epsilon^{k-1}};$$

наконец, для адиабаты bc — по уравнению (4-30):

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_3}{p_2} \cdot \frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \lambda^{\frac{k-1}{k}} \epsilon^{k-1}$$

и, следовательно,

$$T_4 = \frac{T_3}{\lambda^{\frac{k-1}{k}} \epsilon^{k-1}}$$

После соответствующих подстановок

$$\eta_t = 1 - k \frac{\frac{T_1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}} \epsilon^{k-1}} - \frac{T_2}{\lambda \epsilon^{k-1}}}{T_3 - \frac{T_3}{\lambda}} = 1 - \frac{k}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}} - \frac{1}{\lambda}}{1 - \frac{1}{\lambda}},$$

или

$$\boxed{\eta_t = 1 - \frac{k}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{\lambda - 1}} \quad (10-2)$$

Как видим, к. п. д. η_t определяется степенью адиабатического сжатия ϵ и повышением давления при сгорании λ , возрастая с их увеличением; поскольку увеличение λ повышает степень адиабатического расширения, то в согласии с прежними выводами к. п. д. и этого цикла тем больше, чем больше степени адиабатических сжатия и расширения. При одинаковой степени сжатия ϵ к. п. д. разбирае-

мого цикла больше, чем цикла поршневого двигателя со сгоранием при $v = \text{const}$, потому что во втором $\delta = \epsilon$, а в данном цикле $\delta = \frac{v_c}{v_b} > \epsilon$. Так, например, при $\epsilon = 8$ к. п. д. цикла поршневого двигателя $\eta_i = 0,5$, а к. п. д. турбинного цикла при $\lambda = 2,5$ равен 0,67.

На рис. 10-6 и 10-7 нанесены циклы abc_1d (соответствует ABC_1D) поршневого двигателя со сгоранием при $v = \text{const}$, ab_1c_1d (соответствует AB_1C_1D) поршневого двигателя со сгоранием при $p = \text{const}$, ab_1cd (соответствует AB_1CD) газовой турбины со сгоранием при $p = \text{const}$ и разбираемого цикла $abcd$ с одинаковыми степенями сжатия; сопоставление диаграмм этих циклов наглядно показывает, что максимальный к. п. д. имеет разбираемый цикл; затем идут одинаковые по экономичности циклы abc_1d и ab_1cd ; наименьший к. п. д. имеет цикл ab_1c_1d .

Если же сопоставить оба цикла газовой турбины при одинаковых максимальных давлениях и температурах, как это сделано на рис. 10-8, то очевидно, что к. п. д. цикла A_1BCD со сгоранием при $p = \text{const}$ больше к. п. д. цикла $ABCD$ со сгоранием при $v = \text{const}$.

Этим объясняется тот факт, что большинство современных газовых турбин исполняется со сгоранием при постоянном давлении.

10-2. Циклы реактивных двигателей. За последнее время в нестационарных установках, главным образом в авиации, получили распространение так называемые реактивные двигатели, принцип работы которых состоит в следующем.

Струя, выходящая из сопла, вызывает реактивную силу вдоль его оси, приложенную к соплу и направленную в сторону, противоположную направлению струи. Если сопло может перемещаться в пространстве, то под действием реактивной силы струи оно придет в поступательное движение, и, следовательно, реактивная сила будет совершать работу перемещения сопла и связанных с ним частей с определенной скоростью.

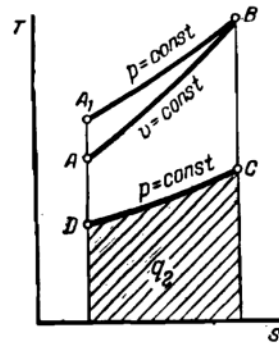


Рис. 10-8.

Циклы, осуществляемые в реактивных двигателях, те же, что и в газовых турбинах, простейшая же принципиальная схема двигателя представлена на рис. 10-9. Он состоит из диффузора *A*, камеры горения *B* и сопла *C*. Большая скорость встречного воздуха относительно само-

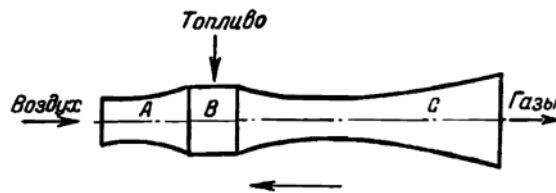


Рис. 10-9.

лета позволяет использовать ее для сжатия воздуха постановкой диффузора *A* и обойтись без компрессора. На рис. 10-10 дана диаграмма цикла такого реактивного двигателя со сгоранием при постоянном давлении в системе *pv*.

Степень адиабатического сжатия ϵ , даваемая диффузором, невысока; поэтому термический к. п. д. цикла таких двигателей незначителен. Повышение степени сжатия,

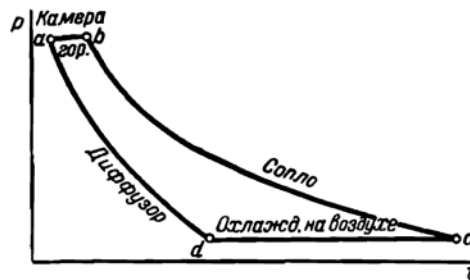


Рис. 10-10.

а следовательно, и к. п. д. η_t можно получить усложнением двигателя, а именно постановкой в передней части двигателя за диффузором турбокомпрессора, получающего привод от небольшой газовой турбины, в которой используется только часть располагаемой работы газов, необходимая для привода компрессора; отходящие же из турбины газы поступают в сопло, где и расширяются обычным порядком, создавая реактивную силу. Принципиальная схе-

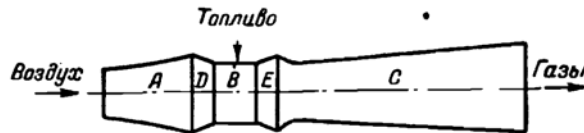


Рис. 10-11.

ма такого двигателя дана на рис. 10-11: *A*—диффузор; *D*—компрессор; *B*—камера горения; *E*—газовая турбина; *C*—сопло.

На рис. 10-12 дана диаграмма цикла такого двигателя в системе $p-v$: de —сжатие в диффузоре; ea —в компрессоре;

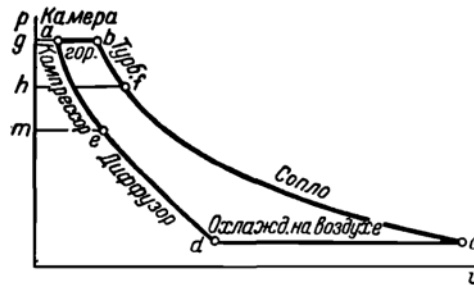


Рис. 10-12.

ре; ab —сгорание топлива в камере горения; bf —расширение в турбине; fc —расширение в сопле; пл. $gaet$ —работа сжатия в компрессоре; пл. $gbfh$ —работа расширения в турбине; теоретически эти площади должны быть равны.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ ВОДЯНОЙ ПАР

11-1. Парообразование при постоянном давлении. Положим, что имеем 1 кг жидкости с температурой 0°C и удельным давлением p ; если ее объем в этих условиях (удельный объем) есть v_0 , то состояние жидкости может быть представлено в системе $p-v$ точкой a (рис. 11-1) с координатами p и v_0 . Если при сохранении давления p постоянным сообщать жидкости теплоту, то, как показывает опыт, ее

температура постепенно повышается, но только до известного предела, а именно пока она не дойдет до температуры кипения t_n , соответствующей данному давлению p . При этом удельный объем жидкости, как правило, постепенно увеличивается от v'_0 до v' ; аномалию представляет, как известно, вода, которая имеет наибольшую плотность и, следовательно, наименьший удельный объем при 4°C , так что при нагревании от 0°C ее удельный объем

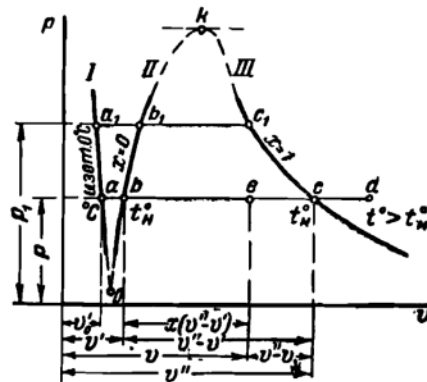


Рис. 11-1.

сначала уменьшается, а с 4°C возрастает, получая при 8°C то же значение, что при 0°C . Состоянию жидкости, доведенной до температуры кипения, соответствует в системе $p-v$ точка b .

При дальнейшем подводе тепла, как показывает опыт, жидкость кипит и постепенно переходит в пар, причем при условии постоянства давления p для всех жидкостей имеет место характерное явление, заключающееся в том, что температура смеси жидкости и пара остается неизменной и равной температуре кипения t_n , пока вся жидкость целиком не перейдет в пар удельного объема v'' , который обычно значительно больше удельного объема жидкости v' , т. е. в состоянии точки c .

Таким образом, отрезок изобары ab представляет процесс нагревания жидкости при постоянном давлении от 0°C до температуры кипения t_n , а отрезок изобары bc — процесс кипения или парообразования при постоянном давлении.

лении p и одновременно при постоянной температуре t_n , этому давлению соответствующей, так что изобара на отрезке bc является одновременно изотермой.

Пар состояния точки c называется сухим насыщенным паром; между точками b и c изобары имеется смесь жидкости и сухого насыщенного пара; если при этом частицы жидкости взвешены в паре, т. е. более или менее равномерно в нем распределены, смесь называют влажным насыщенным паром.

Если сухому насыщенному пару состояния точки c продолжать сообщать теплоту при постоянном давлении, то, как показывает опыт, не только объем пара, но и его температура возрастают, и пар из насыщенного переходит в перегретый, например в состояние точки d , температура в которой $t > t_n$, так что изобара на участке cd уже не является изотермой.

Температура кипения жидкости есть одновременно температура ее насыщенного пара при данном давлении; поэтому *насыщенный пар можно характеризовать как пар, находящийся в соприкосновении со своей жидкостью и в термическом с ней равновесии*. Если охлаждать насыщенный пар при постоянном давлении, то он постепенно переходит в жидкость той же температуры, как говорят конденсируется; понижение температуры невозможно, пока весь пар не превратится в жидкость, т. е. *температура насыщенного пара данного давления понижена быть не может; другими словами, температура насыщенного пара есть низшая температура пара, возможная при данном давлении*.

Нагревая же сухой насыщенный пар при постоянном давлении, мы можем повысить температуру перегретого пара до любой величины. Это повышение температуры невозможно, пока в паре имеется хотя бы небольшое количество влаги, потому что в таком случае теплота идет на превращение этой влаги в пар.

Таким образом, *перегретый пар можно характеризовать как пар температуры, высшей, чем насыщенный того же давления*. Сухой насыщенный пар является веществом весьма неустойчивого состояния; самый незначительный отвод тепла при постоянном давлении связан с частичной его конденсацией и переходом во влажный пар, сообщение же тепла переводит его в перегретый.

Следует, впрочем, отметить, что возможны случаи отклонения от изложенных закономерностей, а именно: пе-

регрев жидкости выше температуры кипения, т. е. температуры насыщенного пара при данном давлении, и переохладение пара ниже этой температуры. Первое явление наблюдается иногда при медленном нагревании спокойной жидкости, не содержащей твердых и газообразных примесей; второе — при охлаждении чистого, т. е. свободного от таких же примесей, пара. Как перегрев, так и переохладение могут составить несколько градусов и являются неустойчивыми состояниями.

Жидкость переходит в пар и при температурах ниже температуры кипения, соответствующей данному давлению, если парциальное давление пара над свободной поверхностью жидкости меньше давления насыщенного пара, соответствующего температуре жидкости. В этом случае на свободной поверхности жидкости происходит ее испарение до тех пор, пока парциальное давление пара не поднимется до давления насыщения. Парообразование при температуре кипения происходит во всей массе жидкости, испарение же имеет место при более низких температурах и только на свободной поверхности. При нагревании жидкости кипению всегда предшествует испарение, усиливающееся с повышением температуры.

Вернемся теперь к рис. 11-1; определив для ряда значений давления величины v' , v'' и v''' и нанеся в диаграмме pv соответствующие им точки a, b, c, a_1, b_1, c_1 и т. д., мы получим три кривые — *I, II* и *III*, дающие зависимость от давления: *I* — удельного объема жидкости при 0°C ; *II* — удельного объема жидкости при температуре кипения и *III* — удельного объема сухого насыщенного пара. Кривая *I* есть, очевидно, изотерма жидкости при 0°C .

В дальнейших наших исследованиях мы ограничимся в основном парами воды (H_2O), как имеющими первостепенное значение в современной паротехнике, и лишь для сравнения свойств различных паров приведем некоторые данные для паров ртути (Hg), нашедших применение в турбинных установках, а также для паров аммиака (NH_3), углекислоты (CO_2) и сернистого ангидрида (SO_2), применяемых в холодильном деле.

Как уже было сказано, опытами установлено, что *каждому давлению соответствует определенная температура кипения данной жидкости, а следовательно, и ее насыщенного пара*, причем для всех жидкостей температура кипения возрастает с повышением давления. Таким образом, давление и температура насыщенного пара взаимно опреде-

232

ляют одна другую, будучи связаны между собой уравнением общего вида:

$$p = f(t_n),$$

получающимся приведением к эмпирической формуле результатов опытных наблюдений над данной жидкостью. Мы не приводим этих формул, потому что практически ими пользоваться не приходится, так как соответствующие одному другому значения p и t_n имеются в подробных таблицах насыщенных паров. Общий же характер зависимости между p и t_n отчетливо виден из фиг. 11-2; сравнивая нанесенные на ней кривые, замечаем, что одному и тому же дав-

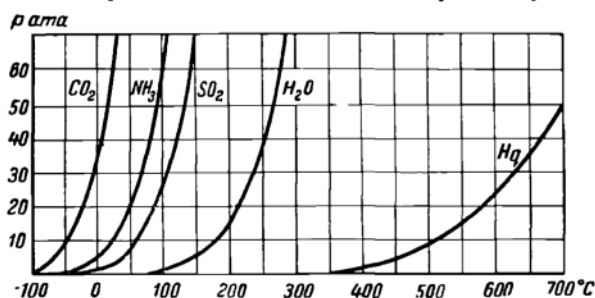


Рис. 11-2.

лению соответствуют сильно различающиеся температуры кипения различных жидкостей, и наоборот, определенной температуре соответствуют совершенно различные давления насыщенного пара разных жидкостей. Так, например, при давлении 25 *atm* вода кипит при 223° С, SO₂ — при 93° С, NH₃ — при 57° С, CO₂ — при — 15° С, а ртуть — при 606° С. При температуре же 100° С давление насыщенного пара составляет: для воды — 1,033 *atm*, для SO₂ — 28,63 *atm*, для NH₃ — 63,9 *atm*, для ртути — меньше 0,001 *atm*, существование же насыщенного пара CO₂ при этой температуре вообще невозможно, так как она выше «критической» температуры углекислоты $t_{кр} = 31,35^\circ \text{C}$; пар CO₂ при 100° С перегрет.

Изотерма $t = 0^\circ \text{C}$ пересекает все кривые рис. 11-2, следовательно, для этих жидкостей должны пересекаться и кривые I и II рис. 11-1; ордината точки O на рис. 11-1 есть также ордината точки пересечения вертикали через

нулевое деление оси абсцисс (рис. 11-2) с соответствующей кривой $p=f(t_n)$. Эти ординаты равны, например, для CO_2 35,4 *ата*, для NH_3 — 4,32 *ата*, для SO_2 — 1,58 *ата*, а для воды — 0,006228 *ата*.

Установим общий характер кривых I, II и III рис. 11-1.

Жидкости практически несжимаемы; так, например, для воды 0°С коэффициент сжатия, т. е. относительное уменьшение объема при увеличении давления на 1 *ата*, в пределах давления от 1 до 200 *ата* равен в среднем $\beta=0,00005$, так что если удельный объем воды при 0°С и 1 *ата* равен 0,001 $\text{м}^3/\text{кг}$, то при 200 *ата* он равен:

$$v'_0 = 0,001'_0 - 0,00005 \cdot 200 \cdot 0,001 = 0,00099 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

С повышением давления и температуры коэффициент β уменьшается.

Поэтому, хотя теоретически кривая I рис. 11-1 по мере повышения давления должна несколько приближаться к оси ординат, но на деле зависимость v'_0 от p настолько слаба, что практически можно считать $v'_0 = \text{const}$, а именно:

для воды	$v'_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$
для ртути .	$v'_0 = 0,000073 \text{ м}^3/\text{кг}$
для аммиака .	$v'_0 = 0,0016 \text{ м}^3/\text{кг}$
для углекислоты	$v'_0 = 0,0011 \text{ м}^3/\text{кг}$
для сернистого ангидрида	$v'_0 = 0,0007 \text{ м}^3/\text{кг}$

При повышении температуры объем всех жидкостей увеличивается; каждой точке кривой II рис. 11-1, дающей своими абсциссами удельные объемы кипящей жидкости, соответствует другая температура, возрастающая с повышением давления. Повышение температуры увеличивает объем жидкости, одновременное же повышение давления его уменьшает, но, как мы видели, весьма слабо. Первое влияние значительно сильнее; поэтому кривая II отклоняется вправо от оси ординат и удельный объем жидкости v' с увеличением давления, а следовательно, и температуры, возрастает. Так, например, для воды при давлениях до 2 *ата* $v' \approx 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$, а при $p=200 \text{ ата}$ $v' = 0,002 \text{ м}^3/\text{кг}$. Значения v' имеются в таблицах насыщенных паров.

Для определения удельного объема сухого насыщенного пара различных жидкостей было произведено разными исследователями большое количество опытов, постановка

которых связана со значительными затруднениями ввиду трудности поддержания пара в неустойчивом состоянии сухого насыщения; при самом незначительном теплообмене сухой насыщенный пар переходит или во влажный, или в перегретый. Поэтому надежнее и проще определять значения v'' чисто расчетным путем, пользуясь опытными данными для других величин, о чем будет сказано подробнее позже (§ 11-3).

Для всех жидкостей удельный объем сухого насыщенного пара v'' больше удельного объема жидкости v' и уменьшается с повышением давления, тогда как v' растет; в результате разность $(v'' - v')$, которой на рис. 11-1 соответствует отрезок горизонтали bc , будучи значительна при низких давлениях, с повышением давления уменьшается.

Для паров воды зависимость v'' от p довольно точно выражается эмпирическим уравнением

$$p^{15} v'' = 1,7235 \quad (11-1)$$

или

$$p v''^{15} = p v''^{1,07} = 1,787, \quad (11-2)$$

где p — давление в *ата* и v'' в $\text{м}^3/\text{кг}$; это, очевидно, уравнение кривой III рис. 11-1, имеющей характер политропы; так как ее показатель 1,07 немного больше единицы, то она довольно близка к равнобокой гиперболе, будучи несколько круче ее.

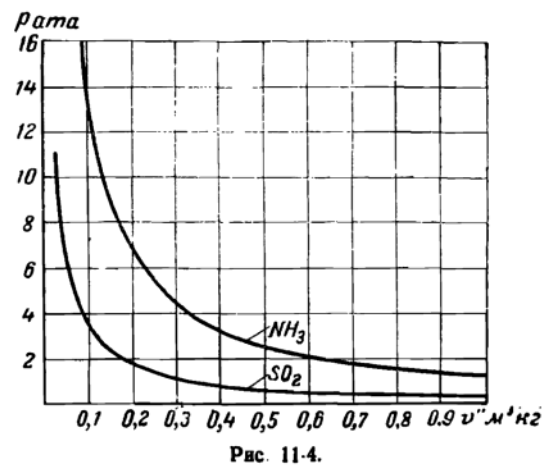
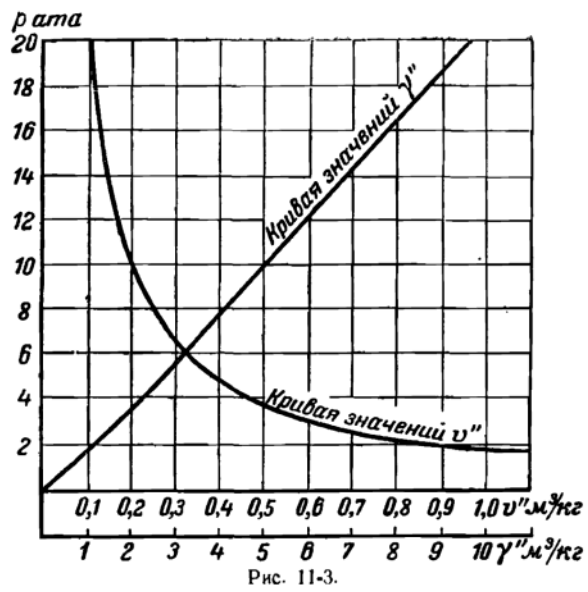
Уравнение (11-1) может быть также написано в виде:

$$\gamma'' = \frac{1}{v''} = \frac{p^{15}}{1,7235} = 0,58 p^{0,58}$$

где γ'' — удельный вес сухого насыщенного пара; с грубым приближением $\gamma'' \approx 0,5p$. На рис. 11-3 вычерчены совместно кривые значений v'' и γ'' водяного пара; последняя проходит через начало координат и мало отличается от прямой.

Для паров других жидкостей зависимость между p и v'' тоже имеет гиперболический характер, как это видно из рис. 11-4, на которой вычерчены соответствующие кривые для SO_2 и NH_3 . Подробные значения v'' даются в таблицах насыщенных паров.

Мы установили, что с повышением давления разность удельных объемов сухого насыщенного пара и жидкости



($v'' - v'$), который на рис. 11-1 соответствуют горизонтальные отрезки bc , b_1c_1 и т. д., уменьшается. При некотором определенном для данной жидкости давлении, а следовательно, и температуре эта разность становится равной нулю, так что кривые II и III встречаются в точке k . Эту точку называют критической; ей соответствуют критические: давление $p_{кр}$, температура $t_{кр}$ и удельный объем $v''_{кр} = v'_{кр} = v_{кр}$, характеризующие критическое состояние (§ 1-7); в этом состоянии, очевидно, различие между паром и жидкостью исчезает. Критическая температура есть максимальная возможная температура жидкости и ее насыщенного пара; при температурах выше критической возможно существование только перегретого пара.

Все газы являются сильно перегретыми парами; чем выше температура газа данного давления и чем ниже его критическая температура, тем он ближе по своим свойствам к идеальному газу. В этом смысле весьма совершенными газами являются водород, азот, окись углерода (CO), воздух и кислород, для которых критическая температура значительно ниже 0°C (§ 1-7), далеки же от совершенства углекислота, аммиак и сернистый ангидрид, для которых критическая температура сравнительно высока, а именно:

$$\begin{aligned} \text{для } \text{CO}_2, t_{кр} &= 31,35^\circ\text{C}; \text{ для } \text{NH}_3, t_{кр} = 132,9^\circ\text{C}; \\ &\text{для } \text{SO}_2, t_{кр} = 156^\circ\text{C}. \end{aligned}$$

Для воды $t_{кр} = 374,15^\circ\text{C}$ и $p_{кр} = 225,65 \text{ атм}$, для ртути $t_{кр} = 1650^\circ\text{C}$ и $p_{кр} = 3300 \text{ атм}$.

Как уже было сказано во введении, существование критического состояния было впервые установлено в 1861 г. нашим великим химиком Д. И. Менделеевым. В дальнейшем изучению этого явления был посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ профессоров Авенариуса, Голицина, Столетова, Надеждина, Богаевского, Зайончевского и Жука, выполненных в период 1870—1890 гг.

Все точки горизонталей между кривыми II и III рис. 11-1 соответствуют состояниям смеси жидкости и ее насыщенного пара, т. е. влажного насыщенного пара; точки кривой II определяют состояние жидкости при температуре кипения, а точки кривой III — состояние сухого насыщенного пара. Точки влево от кривой II соответствуют жидкости при температурах ниже точки кипения при данном давлении, а точки правее кривой III — перегретому пару. Таким образом, кривые II и III определяют собой

в плоскости координатной системы pv область смеси пара и жидкости — область насыщенного пара, отделяя ее от областей чистой жидкости — влево от кривой II и от области перегретого пара — вправо от кривой III . Поэтому эти кривые носят название пограничных кривых, причем кривую II кипящей жидкости называют нижней, а кривую III сухого насыщенного пара — верхней пограничной кривой.

При практическом вычерчивании диаграммы в системе pv , подобно рис. 11-1, для H_2O , Hg , NH_3 и SO_2 вследствие

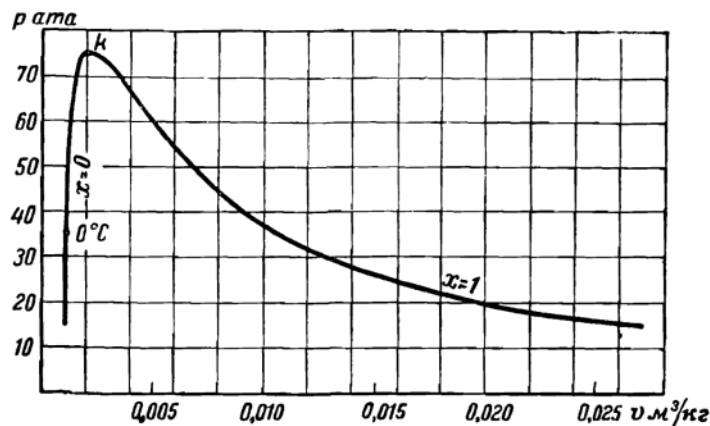


Рис. 11-5.

малых значений удельных объемов жидкости v'_0 и v' по сравнению с объемами сухого насыщенного пара v'' при низких и средних давлениях кривые I и II даже при довольно крупном масштабе объемов сливаются с осью ординат, так что на деле представляется возможным нанести только верхнюю пограничную кривую. Для углекислоты вследствие значительно меньшей разницы объемов v' и v'' нанесение обеих пограничных кривых выполнимо без затруднений, как это видно из рис. 11-5, исполненного в масштабе; вертикаль v'_0 опущена, чтобы не затемнять фигуры; она проходит через точку нижней пограничной кривой с ординатой $p=35,4 \text{ атм}$, соответствующую 0°С .

Удельный объем влажного пара. Влажный пар есть смесь сухого насыщенного пара с жидкостью; состав этой смеси определяется весовым содержанием пара

x в 1 кг смеси, называемым степенью сухости, или же весовым содержанием жидкости в 1 кг смеси, равным $(1-x)$ и называемым степенью влажности пара.

Удельный объем влажного пара v_x состояния точки e (рис. 11-1) равен сумме объемов x кг сухого пара удельного объема v'' и $(1-x)$ кг жидкости удельного объема v' , т. е.

$$v_x = xv'' + (1-x)v' = v' + x(v'' - v'). \quad (11-3)$$

Из рис. 11-1 хорошо видно, что отрезок $\overline{be} = x(v'' - v')$, а так как отрезок $\overline{bc} = v'' - v'$, то, следовательно,

$$x = \frac{\overline{be}}{\overline{bc}}.$$

Тот же результат можно получить и непосредственно из уравнения (11-3); действительно, из него

$$x = \frac{v_x - v'}{v'' - v'} = \frac{\overline{be}}{\overline{bc}}.$$

Таким образом, для определения степени сухости в любой точке e диаграммы pv достаточно провести через нее горизонталь и измерить в миллиметрах отрезки ее между данной точкой и нижней пограничной кривой и между обеими пограничными кривыми; отношение первого отрезка ко второму дает степень сухости x . Если же требуется найти на данной изобаре точку, соответствующую степени сухости x , то достаточно разделить в отношении $x:1$ отрезок изобары между пограничными кривыми, т. е. измерить длину этого отрезка в миллиметрах, умножить ее на x и отложить полученный отрезок на изобаре вправо от точки пересечения ее с нижней пограничной кривой.

В соответствии с изложенным степень влажности пара

$$1 - x = 1 - \frac{v_x - v'}{v'' - v'} = \frac{v'' - v_x}{v'' - v'} = \frac{\overline{ec}}{\overline{bc}}.$$

Степень сухости x может изменяться в пределах от 0 до 1; для нижней пограничной кривой $x=0$, а для верхней $x=1$.

При давлении ниже 30 *атм* и $x \geq 0,8$ объем жидкости во влажном водяном паре очень мал по сравнению с объ-

емом пара, так что практически объемом жидкости $(1-x)v'$ можно пренебрегать и полагать по уравнению (11-3)

$$v_x = xv'' \quad (11-4)$$

Действительно, даже при $p=30 \text{ ата}$ и $x=0,8$ мы получаем по уравнению (11-4), пользуясь таблицами насыщенного водяного пара:

$$v_x = 0,8 \cdot 0,06797 = 0,054376 \text{ м}^3/\text{кг};$$

точно же по уравнению (11-3)

$$v_x = 0,054376 + 0,2 \cdot 0,0012142 = 0,054618 \text{ м}^3/\text{кг},$$

так что неточность при первом расчете составляет всего лишь $0,44\%$; при меньших давлениях и большем x она еще меньше. При очень же высоких давлениях, а также при большой влажности неточность становится ощутительной; так, например, при $p=100 \text{ ата}$ и $x=0,8$ мы получаем по уравнению (11-4)

$$v_x = 0,8 \cdot 0,01846 = 0,01476 \text{ м}^3/\text{кг},$$

а по уравнению (11-3)

$$v_x = 0,01476 + 0,2 \cdot 0,0014453 = 0,01505 \text{ м}^3/\text{кг};$$

неточность составляет $1,96\%$, т. е. значительна, так что в этом случае пользоваться приближенным уравнением (11-4) нельзя.

11-2. Теплота жидкости, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия жидкости. В общем случае, при бесконечно малом повышении температуры 1 кг жидкости на dt , количество сообщенного тепла

$$dq' = c' dt = du' + A dl = du' + A p dv' \quad (11-5)$$

где c' — весовая теплоемкость жидкости;

u' — внутренняя энергия жидкости;

v' — удельный объем жидкости.

Для повышения же температуры от 0 до $t^\circ\text{C}$ необходимо сообщить жидкости количество тепла

$$q' = \int_0^t c' dt = u' - u'_0 + A \int_{v'_0}^{v'} p dv'$$

Опытами установлено, что количество тепла q' от характера процесса нагревания жидкости практически не зависит, т. е. во всех случаях повышения температуры от 0 до $t^\circ\text{C}$ почти одинаково. Объясняется это незначительной изменяемостью удельного объема жидкостей v' , вследствие чего второе слагаемое основного уравнения (работа расширения) очень мало по сравнению с первым (изменение внутренней энергии).

Если q' не зависит от характера процесса, то и весовая теплоемкость жидкости $c' = \frac{dq'}{dt}$ от условий нагревания не зависит и может быть функцией только температуры; действительно, опытами установлено, что она, как и в случае газов, в общем возрастает с повышением температуры.

Количество тепла q' называют *теплотой жидкости*, которая есть, следовательно, количество тепла, необходимое для повышения температуры 1 кг жидкости от 0 до $t^\circ\text{C}$.

При допущении $v' = \text{const}$ $dv' = 0$ $dq' = du'$ и $q' = u' - u'_0$. Если q' зависит только от температуры, то и u' — функция только температуры; полагая условно $u'_0 = 0$, т. е. отсчитывая внутреннюю энергию от 0°C , получаем:

$$u' = q'$$

т. е. внутренняя энергия жидкости равна теплоте жидкости.

Это справедливо в предположении $v' = v'_0 = \text{const}$ и поэтому не вполне точно; если учесть изменение объема жидкости, то по уравнению (11-5)

$$du' = dq' - Ap dv'. \quad (11-6)$$

Рассмотрим теперь процесс ab (рис. 11-6) подогрева жидкости при постоянном давлении p от 0°C до температуры кипения t_n , соответствующей данному давлению. Основное уравнение для этого процесса получает вид:

$$q' = u' + Ap(v' - v'_0)$$

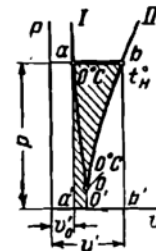


Рис. 11-6.

и, следовательно, точное значение внутренней энергии жидкости состояния точки b :

$$u' = q' - \overline{Ap(v' - v'_0)}; \quad (11-7)$$

приближенно же $u' \approx q'$.

Для воды при $p=30 \text{ ата}$ ($t_n=232,76^\circ \text{C}$) $q'=238,9 \text{ ккал/кг}$, а работа расширения

$$Ap(v' - v'_0) = \frac{300\,000(0,0012142 - 0,001)}{427} = 0,15 \text{ ккал/кг.}$$

так что

$$u' = 238,9 - 0,15 = 238,75 \text{ ккал/кг.}$$

При $p=100 \text{ ата}$ ($t_n=309,53^\circ \text{C}$) $q'=331,66 \text{ ккал/кг}$ и

$$Ap(v' - v'_0) = \frac{1\,000\,000(0,0014453 - 0,001)}{427} = 1,05 \text{ ккал/кг;}$$

$$u' = 331,66 - 1,05 = 330,61 \text{ ккал/кг.}$$

Неточность при допущении $u' = q'$ составляет в первом случае 0,06, а во втором — 0,33%, т. е. очень мала.

Из рис. 11-6 хорошо видно, что, строго говоря, количество тепла q' зависит от условия нагревания; действительно, повысить температуру жидкости от 0°C до t_n можно не только изобарическим процессом ab , но, например, и процессом ob , в котором давление постепенно возрастает.

Мы видим, что работа l'_{ab} больше работы l'_{ob} на величину заштрихованной площади $aboo'a'$, а так как внутренняя энергия в точках o и a одинакова¹, то изменение внутренней энергии при процессах ab и ob тоже одинаково. Следовательно, $q'_{ab} > q'_{ob}$ на количество тепла, эквивалентное разности работ $(l'_{ab} - l'_{ob})$, которое, естественно, меньше Al'_{ab} , а мы только что установили, что величина $Al'_{ab} = Ap(v' - v'_0)$ очень мала по сравнению с q'_{ab} ; разность же $(q'_{ab} - q'_{ob})$ меньше этой величины, так что, например, для воды при $p \leq 100 \text{ ата}$ с ней можно не считаться и полагать $q'_{ab} = q'_{ob}$.

¹ Строго говоря, внутренняя энергия воды в точках a и o различна, однако это различие настолько мало, что им в большинстве случаев можно пренебречь, полагая u функцией только температуры. (Прим. ред.).

Из рис. 11-6 видно, что нагреванию по отрезку пограничной кривой *ob* соответствует наименьший возможный расход тепла

Если c'_m — средняя весовая теплоемкость жидкости в пределах от 0 до $t^\circ\text{C}$, то теплота жидкости

$$q' = c'_m t;$$

для воды до 100°C $c'_m \approx 1$ и, следовательно, $q' \approx t$, т. е. теплота жидкости в килокалориях равна числу градусов, соответствующих температуре воды; так, например, при $t = 80^\circ\text{C}$ теплота жидкости для воды $q' = 80$ ккал/кг. С повышением температуры c'_m растет, так что, например, при $t = 315^\circ\text{C}$ $q' = 339$ ккал/кг, а при $t = 370^\circ\text{C}$ $q' = 447$ ккал/кг.

Средняя весовая теплоемкость ртути

$$c'_m = 0,003 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град},$$

т. е. по крайней мере в 30 раз меньше, чем для воды; поэтому теплота жидкости для ртути по сравнению с водой незначительна и в пределах употребительных температур от 185 до 450°C ($0,015 - 4,5$ ата) изменяется в пределах $6 - 15$ ккал/кг.

Для CO_2 , NH_3 , SO_2 и ртути, точки отвердевания которых лежат ниже 0°C , внутренняя энергия жидкости при температурах ниже 0°C отрицательна, поскольку мы приняли условно $u'_0 = 0$ при 0°C .

Энтальпия жидкости по уравнениям (3-35) и (11-7)

$$i' = u' + A p v' = q' - A p (v' - v'_0) + A p v' = q' + A p v'_0. \quad (11-8)$$

При невысоких давлениях второе слагаемое очень мало по сравнению с первым; так, например, для воды при $p = 30$ ата и $t_n = 232,76^\circ\text{C}$ $q' = 238,45$ ккал/кг, а

$$A p v'_0 = \frac{300\,000 \cdot 0,001}{427} = 0,7 \text{ ккал/кг.}$$

так что можно полагать:

$$i' \approx q',$$

т. е. с достаточным приближением энтальпия жидкости равна теплоте жидкости. При высоких же давлениях и точ-

ных расчетах пренебрегать одночленом Arv'_0 нельзя; действительно, для воды при $p=200 \text{ ата}$ и $t_n=364,08^\circ\text{C}$ $q'=426,6 \text{ ккал/кг}$, а

$$Arv'_0 = \frac{2\,000\,000 \cdot 0,001}{427} = 4,7 \text{ ккал/кг.}$$

Отсчет энтальпии ведут от 0°C , полагая i'_0 при этой температуре и давлении насыщения (для воды $p=0,006228 \text{ ата}$) равной нулю, хотя это и не вполне точно. Действительно, при 0°C $q'=0$, так что по уравнению (11-8)

$$i'_0 = Arv'_0,$$

т. е. одночлен Arv'_0 есть не что иное, как энтальпия жидкости при 0°C , зависящая от давления. Для воды при давлении насыщения

$$i'_0 = \frac{62,28 \cdot 0,001}{427} = 0,000146 \text{ ккал/кг.}$$

Практически вполне допустимо, конечно, считать эту величину равной нулю¹

Таким образом, при невысоких давлениях для воды можно полагать:

$$i' \approx q' \approx u';$$

на деле

$$i' > q' > u'.$$

Энтропия жидкости определяется как приращение ее относительно состояния при 0°C и соответствующем давлении насыщения (для воды $p=0,006228 \text{ ата}$). При этих давлении и температуре (точка o рис. 11-1) энтропия жидкости условно принимается равной нулю. Это приращение, как мы знаем, вполне определяется начальным и конечным состояниями и не зависит от пути перехода от первого ко второму, поскольку энтропия есть функция состояния. Поэтому энтропию жидкости состояния точки b (рис. 11-1)

¹ При составлении современных наиболее точных таблиц тепловых свойств воды и водяного пара всегда считают энтальпию воды при 0°C и давлении насыщения равной нулю. Внутреннюю же энергию определяют как $u=i-Arv$. Таким образом, строго говоря, внутренняя энергия воды в точке начала отсчета энтальпии не равна нулю. (Прим. ред.)

мы можем определить как приращение на процессе ob , зная, что для обратимых процессов

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

Для процесса ob можно писать:

$$s' = \int_{273}^{T_n} \frac{dq'}{T} = \int_{273}^{T_n} \frac{c' dT}{T}, \quad (11-9)$$

где c' — весовая теплоемкость жидкости. Уравнение (11-9) дает величину энтропии жидкости s' при температуре и давлении насыщения.

Если полагать $c' = \text{const}$, то

$$s' = c' \ln \frac{T_n}{273}.$$

11-3. Полная теплота, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия сухого насыщенного пара. Процесс bc , соответствующий отрезку изобары между пограничными кривыми (рис. 11-7), есть процесс парообразования в узком смысле слова при постоянном давлении и одновременно при постоянной температуре, состоящий в постепенном переходе жидкости полностью в сухой насыщенный пар и связанном с этим переходом расширении.

Количество тепла, затрачиваемое на пути bc , т. е. необходимое для перевода 1 кг жидкости, нагретой до температуры кипения, в сухой насыщенный пар при постоянном

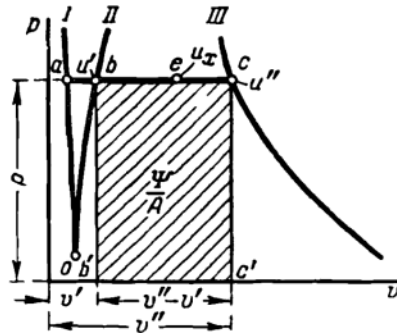


Рис. 11-7.

давлении (и температуре), называют *теплотой парообразования* и обозначают буквой r . Уравнение первого закона термодинамики для процесса bc получает вид:

$$r = u'' - u' + A l_{bc} = u'' - u' + Ap(v'' - v'),$$

где u'' — внутренняя энергия сухого насыщенного пара в точке c ;

u' — внутренняя энергия жидкости в точке b

Таким образом, теплота парообразования r расходуется в двух направлениях: часть идет на изменение внутренней энергии, а именно на работу дисгрегации, на преодоление сил сцепления между молекулами жидкости, т. е. собственно на перевод жидкости в пар, остальная часть — на работу расширения $l_{bc} = p(v'' - v')$, измеряемую пл. $bcc'b'$. Изменение внутренней кинетической энергии в процессе bc отсутствует, так как температура сохраняется постоянной. Обозначая работу дисгрегации

$$u'' - u' = \rho \quad (11-10)$$

и работу расширения

$$Ap(v'' - v') = \psi, \quad (11-11)$$

можем написать основное уравнение в простом виде:

$$r = \rho + \psi. \quad (11-12)$$

Величину ρ как часть теплоты парообразования, идущую на увеличение внутренней энергии, называют *внутренней теплотой парообразования*, а величину ψ , поскольку она идет на работу расширения, а следовательно, на внешнюю работу, — *внешней теплотой парообразования*.

В то время как для идеальных газов работа дисгрегации равна нулю, в насыщенных парах она весьма значительна; большая часть теплоты парообразования r идет на работу дисгрегации ρ , сопровождающуюся в данном случае изменением физического строения тела, а именно переходом жидкости в пар, и значительно меньшая — на работу расширения ψ . Так, например, для водяного пара при

$p =$	1	10	50	100	200	атм
$\frac{\rho}{\psi}$	12,4	9,46	7,6	7,0	6,61	

Теплота парообразования r и внутренняя теплота парообразования r уменьшаются с повышением давления, а следовательно, и температуры; внешняя теплота парообразования изменяется сравнительно мало; при критической температуре (и давлении) $r=0$, $r=0$ и $\psi=0$, потому что в этих условиях различие между жидкостью и ее паром исчезает и процесс парообразования как таковой отсутствует.

Теплота парообразования r , приращение удельного объема при процессе парообразования $(v'' - v')$, давление p и температура насыщения T_n связаны между собой определенной зависимостью, которая получается следующим образом.

Положим, что мы имеем в области насыщенного пара элементарный цикл Карно $abcd$ (рис. 11-8) с бесконечно малым падением температуры dT_n , а следовательно, и давления dp , причем начальная точка a изотермического расширения лежит на нижней пограничной кривой, а конечная точка b — на верхней. Коэффициент полезного действия цикла Карно для 1 кг рабочего тела в общем случае равен:

$$\eta_c = \frac{Al}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

где l — работа кругового процесса, равная площади цикла в системе pv ;

q_1 — количество тепла, сообщаемое при изотермическом расширении;

T_1 — абсолютная температура изотермического расширения;

T_2 — абсолютная температура изотермического сжатия.

В нашем случае работа цикла, изображаемая заштрихованной площадкой $abcd$, при бесконечно малом dp равна:

$$dl = (v'' - v') dp; \quad q_1 = r \text{ и } T_1 - T_2 = dT_n,$$

так что

$$\frac{A(v'' - v') dp}{r} = \frac{dT_n}{T_n}$$

или

$$\frac{r}{T_n} = A(v'' - v') \frac{dp}{dT_n}. \quad (11-13)$$

Это — так называемое уравнение Клапейрона-Клаузиуса.

Мы уже отметили раньше затруднительность опытного определения удельного объема v'' сухого насыщенного пара. Уравнение (11-13) позволяет определять точные значения v'' расчетным путем, если известны соответствующие значения v' , r и $\frac{dp}{dT_n}$. Величины v' и r получаются сравнительно просто и с большой точностью опытным путем, так же как и зависимость давления от температуры вида $p = f(T_n)$, первая производная которой и есть $\frac{dp}{dT_n}$.

На перевод при постоянном давлении 1 кг жидкости 0°C в сухой насыщенный пар ($x=1$), т. е. на процесс abc (фиг. 11-7) необходимо затратить количество тепла

$$\lambda'' = q' + r = q' + \rho + \psi, \quad (11-14)$$

которое называют полной теплотой сухого насыщенного пара. На рис. 11-9 представлена ее зависимость от температуры для водяного пара, а также даны кривые значений q' , r , ρ и ψ . При 0°C $q' = 0$, $\lambda'' = r = 597,3$ ккал/кг; $\rho = 567,3$ и $\psi = 30$; с повышением температуры, а следовательно, и давления λ'' медленно возрастает и q' — тоже, но сильнее λ'' .

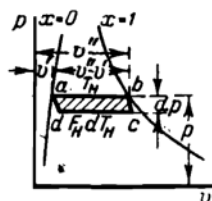


Рис. 11-8.

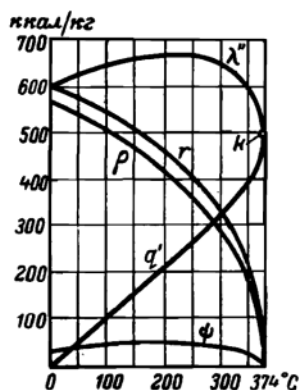


Рис. 11-9.

так что r уменьшается и с ней вместе ρ ; что касается величины ψ , то она медленно возрастает. При 233°C , т. е. $p = 30$ ата, λ'' и ψ имеют максимальные значения, а именно $\lambda'' = 669$ ккал/кг и $\psi = 47$ ккал/кг, причем $q' = 239$, $r = 430$ и $\rho = 383$. При дальнейшем повышении температуры λ'' и ψ , так же как и r и ρ , уменьшаются, а q' продол-

жает возрастать, в критическом же состоянии (точка k), т. е. при $t_{кр} = 374,15^\circ$ и $p_{кр} = 225,65 \text{ ата}$, $r = 0$, $\rho = 0$, $\psi = 0$ и $\lambda'' = q' = 496 \text{ ккал/кг}$.

Для ртути в пределах от 0,015 до 4,5 ата теплота парообразования $r = 72 - 70 \text{ ккал/кг}$ и в соответствии с этим $\lambda'' = 78 - 85 \text{ ккал/кг}$, т. е. значительно меньше, чем для воды. Такого же порядка величина λ'' для CO_2 и SO_2 .

Внутренняя энергия сухого насыщенного пара из уравнения (11-10)

$$\boxed{u'' = u' + p} \quad (11-15)$$

или в связи с уравнением (11-7) подробнее:

$$u'' = q' - Ap(v' - v'_0) + p; \quad (11-16)$$

приближенно же

$$u'' \approx q' + p. \quad (11-17)$$

Энтальпия сухого насыщенного пара в связи с уравнениями (11-16), (11-11), (11-12), (11-8) и (11-14)

$$\begin{aligned} i'' &= u'' + Apv'' = q' - Ap(v' - v'_0) + p + Apv'' = \\ &= q' + Ap(v'' - v') + p + Apv'_0 = q' + \psi + p + Apv'_0 = \\ &= q' + r + Apv'_0 = \lambda'' + Apv'_0 = i' + r. \end{aligned} \quad (11-18)$$

При не очень высоких давлениях членом Apv'_0 можно пренебрегать и полагать:

$$i'' = \lambda'',$$

т. е. с достаточным приближением энтальпия сухого насыщенного пара равна его полной теплоте.

Приращение энтропии в процессе bc (фиг. 11-7)

$$s'' - s' = \int_b^c \frac{dq}{T_n} = \frac{1}{T_n} \int_b^c dq = \frac{r}{T_n},$$

откуда энтропия сухого насыщенного пара

$$\boxed{s'' = s' + \frac{r}{T_n}} \quad (11-19)$$

11-4. Полная теплота, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия влажного пара. Если на перевод 1 кг жидкости состояния точки *b* полностью в сухой насыщенный пар требуется *r ккал/кг*, то на перевод ее в состояние точки *e* со степенью сухости *x* (рис. 11-7), т. е. на превращение в пар *x кг* жидкости, необходимо, очевидно, затратить *xr ккал/кг*. Таким образом, на процесс *ae*, т. е. на перевод при постоянном давлении 1 кг жидкости 0° С во влажный насыщенный пар со степенью сухости *x*, необходимо затратить количество тепла

$$\lambda_x = q' + xr, \quad (11-20)$$

которое называют полной теплотой влажного насыщенного пара.

Работа дисгрегации, т. е. увеличение внутренней энергии на пути *be*,

$$u_x - u' = xr,$$

так что внутренняя энергия влажного пара состояния точки *e*

$$\boxed{u_x = u' + xr}, \quad (11-21)$$

а в связи с уравнением (11-7)

$$u_x = q' - Ap(v' - v'_0) + xr, \quad (11-22)$$

приближенно же при допущении $v' = v'_0 = \text{const}$

$$u_x = q' + xr. \quad (11-23)$$

Элементарное же изменение внутренней энергии влажного пара в общем случае в связи с уравнением (11-6)

$$du_x = d(u' + xr) = du' + d(xr) = dq' - Ap dv' + d(xr), \quad (11-24)$$

а при $v' = \text{const}$

$$du_x = dq' + d(xr) = d(q' + xr).$$

В процессе *be* сообщается теплота *xr* при постоянном давлении *p*, которая полностью идет на увеличение тепло-содержания; соответственно с этим приращение энтальпии на этом процессе

$$i_x - i' = xr$$

и, следовательно, энтальпия влажного пара

$$\boxed{i_x = i' + xr.} \quad (11-25)$$

А так как по уравнению (11-8) $i' = q' + A p v_0'$, то в связи с уравнением (11-20)

$$i_x = q' + xr + A p v_0' = \lambda_x + A p v_0' \quad (11-26)$$

При невысоких давлениях второе слагаемое ($A p v_0' = i_0'$) очень мало, так что можно полагать:

$$i_x = \lambda_x,$$

т. е. с достаточным приближением энтальпия влажного пара равна его полной теплоте.

Приращение энтропии в процессе *be*

$$s_x - s' = \int_b^e \frac{dq}{T_n} = \frac{1}{T_n} \int_b^e dq = \frac{xr}{T_n},$$

откуда энтропия влажного пара

$$\boxed{s_x = s' + \frac{xr}{T_n}.} \quad (11-27)$$

11-5. Перегретый пар. Уравнение состояния перегретого пара. Его теплоемкость при постоянном давлении. Если сухому насыщенному пару сообщать теплоту при постоянном давлении, то температура его и объем увеличиваются и пар становится перегретым, причем часть сообщаемой ему теплоты идет на повышение его температуры, часть — на работу диссегации, а остальная — на работу расширения, т. е. на внешнюю работу.

Свойства перегретого пара резко отличаются от свойств насыщенного и приближаются к свойствам газов; как показывает опыт, перегретые пары тем ближе по своим свойствам к газам, чем больше их *перегрев*, под которым понимается *разность температур перегретого пара и насыщенного того же давления*; как мы видели раньше, сильно перегретые пары воды и углекислоты могут быть практически рассматриваемы как газы. Так как действительные газы являются в сущности перегретыми парами определенных жидкостей, то все они дают отклонения от законов,

имеющих силу для идеальных газов; чем перегрев их меньше, тем отклонения больше.

Изложенное хорошо иллюстрируется рис. 11-10, на котором вычерчен ряд изотерм углекислоты (CO_2) в системе p, v . Как видим, при температурах ниже критической, равной для CO_2 $t_{\text{кр}} = 31,35^\circ \text{C}$, изотерма состоит из трех частей: правой cd — изотермы перегретого пара, гиперболической кривой, более пологой, чем верхняя пограничная кривая; средней bc — изотермы насыщенного пара в виде отрезка горизонтали и левой ab — изотермы жидкости —

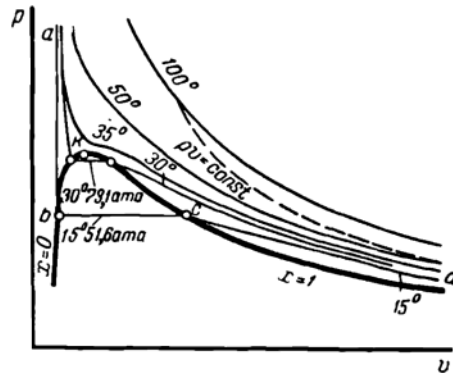


Рис. 11-10.

кривой, поднимающейся весьма круто влево и близкой к вертикали. Чем выше температура, тем средняя прямолнейная часть изотермы короче; при температуре критической и выше она совершенно отсутствует. Тем не менее при температурах, незначительно превышающих критическую, изотерма, хотя и относящаяся на всем протяжении к перегретому пару, не имеет однообразного характера, а делает вблизи критической точки k уступ, напоминающий горизонтальный отрезок изотермы насыщенного пара; такова, например, на рис. 11-10 изотерма $t=35^\circ \text{C}$. С повышением температуры этот уступ уменьшается и, наконец, совсем исчезает; так, например, изотерма $t=100^\circ \text{C}$ уже представляет собой плавную гиперболическую кривую более пологую, чем изотерма идеального газа с уравнением $p v = \text{const}$, т. е. равнобокая гипербола. Чем температура выше, тем ближе изотерма перегретого пара к равнобокой

гиперболе и тем ближе перегретый пар по своим свойствам к газам.

Отклонения действительных газов и перегретых паров от уравнения $pv=RT$ объясняются конечным объемом молекул и наличием между их частицами сил сцепления, в идеальном газе отсутствующих. В жидкостях, как мы видели, силы молекулярного сцепления значительны, так что большая часть теплоты парообразования расходуется на работу дисгрегации. Естественно, что чем ближе перегретый пар к состоянию насыщения, тем сильнее сказываются силы сцепления между молекулами и тем больше его отклонения от свойств идеального газа.

Из рис. 11-10 отчетливо видно, что при температурах ниже критической любой газ или перегретый пар путем изотермического сжатия может быть переведен в жидкое состояние; так, например, при 15°C углекислый газ сжатием до $51,6 \text{ ata}$ переводится в жидкую углекислоту состояния точки b . Чем температура выше, тем выше давление, необходимое для сжижения; для углекислоты при 30°C оно составляет $73,1 \text{ ata}$. При температурах же выше критической сжижение вообще невозможно. Таким образом, необходимым условием сжижения пара или газа являются понижение его температуры ниже критической и сжатие до давления насыщения при данной температуре.

Уравнение Ван-дер-Ваальса в применении к перегретым парам дает заметные расхождения с опытными данными; поэтому разными авторами был одновременно предложен ряд уравнений, связывающих между собой переменные p , v и T перегретых паров, основой которых тоже служит уравнение состояния идеальных газов $pv=RT$ с внесением в него поправочных членов, определяемых эмпирическим путем на основании опытных результатов; большинство таких уравнений относится к перегретому водяному пару.

Наиболее точным из большого числа уравнений состояния перегретого водяного пара является уравнение М. П. Вукаловича, составленное им совместно с И. И. Новиковым в 1939 г. с учетом явления ассоциации молекул (§ 1-7). Уравнение это имеет по необходимости настолько сложный характер, что мы его не приводим, тем более, что пользоваться им при практических расчетах не приходится.

На основании полученного уравнения состояния и дифференциальных уравнений термодинамики М. П. Вукаловичем и И. И. Новиковым были вычислены подробные зна-

чения параметров v , i и s и составлены подробные таблицы этих значений, существенно облегчающие практические расчеты.

Отклонения перегретого пара от уравнения $p v = RT$ тем больше, чем меньше температура T , а следовательно, и перегрев при данном давлении и чем больше давление p , потому что тем больше температура насыщения, а следовательно, тем меньше перегрев при данной температуре T . С точки зрения кинетической теории эти влияния объяс-

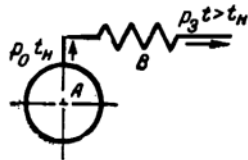


Рис. 11-11.

няются тем, что уменьшение T и увеличение p уменьшают удельный объем, т. е. увеличивают плотность пара, увеличивая тем самым действие сил сцепления между молекулами и влияние объема молекул. В тепловых установках перегретый пар получается обычно из сухого насыщенного путем нагревания его при постоянном давлении в так называемом перегревателе. Устройство перегревателя показано схематически на рис. 11-11. Сухой насыщенный пар с давлением p и с температурой t_n , соответствующей этому давлению, из парового котла A входит в перегреватель B , состоящий из ряда змеевиков, обогреваемых горячими топочными газами, а из него поступает в паропровод, из которого и расходует-ся по назначению. Так как перегреватель находится в постоянном сообщении с котлом, то при отсутствии заметных сопротивлений при проходе пара через перегреватель давление в нем практически одинаково с котельным, которое поддерживается при работе постоянным. Следовательно, пар получает в перегревателе от топочных газов теплоту при постоянном давлении и повышает свою температуру с t_n до t .

Количество тепла, необходимого для перевода 1 кг сухого насыщенного пара при постоянном давлении в перегретый температуры t , называется теплотой перегрева; обозначая ее через q_n , получим на общих основаниях:

$$q_n = \int_{t_n}^t c_p dt, \quad (11-28)$$

где c_p — весовая теплоемкость перегретого пара при постоянном давлении.

Для определения теплоты перегрева q_p по уравнению (11-28) надо знать c_p . Опытными исследованиями установлено, что теплоемкость c_p перегретых паров зависит от температуры и давления. Большая часть этих исследований, естественно, относится к перегретому водяному пару, как имеющему особо важное значение в теплотехнике. Начиная с 1906 г., были поставлены многочисленные опыты, постепенно расширявшие область давлений и температур. Из этих опытов разных исследователей выделяют опыты, проведенные в период 1947—1950 гг. во Всесоюзном теплотехническом институте им. Ф. Э. Дзержинского Д. Л. Тимротом и Н. Б. Варгафтиком. Этими опытами была охвачена область сверхвысоких параметров, а именно при температурах до 600°C и давлениях до 300 атм, до тех пор не исследованная ни у нас, ни за рубежом¹.

Всеми произведенными опытами установлено, что теплоемкость c_p :

1) при повышении температуры при постоянном давлении от температуры насыщения t_n сначала быстро уменьшается, доходит до некоторого минимума и затем медленно возрастает;

2) для одной и той же температуры тем больше, чем выше постоянное давление, причем зависимость от давления уменьшается с повышением температуры.

Изложенное наглядно видно из рис. 11-12, представляющей частичную сводку результатов опытов в виде ряда изобар в координатной системе $c_p t$. Как видим, зависимость c_p от давления сказывается тем сильнее, чем температура пара ниже, т. е. чем он ближе к состоянию насыщения; с повышением температуры эта зависимость становится слабее, а при достаточно высоких температурах и, следовательно, сильном перегреве может даже не приниматься в расчет, как и в случае газов. Для сильно перегретого пара теплоемкость c_p может быть с известным приближением принята за линейную функцию температуры, как это видно из рис. 11-12.

¹ Позднее как во Всесоюзном теплотехническом институте им. Ф. Э. Дзержинского, так и в других исследовательских организациях были проведены экспериментальные исследования свойств воды и водяного пара при еще более высоких температурах и давлениях. (Прим. ред.)

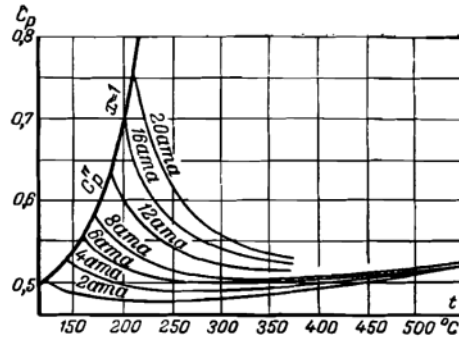


Рис. 11-12.

Начальные точки изобар относятся к сухому насыщенному пару; совокупность этих точек дает кривую значений c_p'' весовой теплоемкости при постоянном давлении сухого насыщенного пара, которая является пограничной кривой ($x=1$) между областью перегретого пара вправо от нее и областью насыщенного пара — влево.

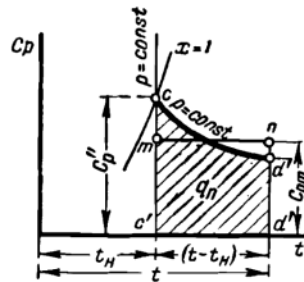


Рис. 11-13.

Аналитически зависимость c_p от температуры и давления выражается довольно сложными эмпирическими формулами. Интегрирование уравнения (11-28) для определения теплоты перегрева q_n ввиду сложного характера зависимости теплоемкости от температуры было бы для практических расчетов слишком кропотливо. Расчеты существенно упрощаются, как и в случае газов, введением в них так называемых *средних значений весовой теплоемкости c_{pm} и наличием* подробных таблиц этих значений.

Если дана кривая истинных значений c_p для определенного давления p (рис. 11-13), то очевидно, что теплота перегрева q_n пара состояния точки d , т. е. давления p и температуры t , равная

$$q_n = \int_{t_n}^t c_p dt.$$

измеряется заштрихованной площадью $cdd'c'$ под отрезком изобары cd . Приведя эту площадь к площади равновеликого прямоугольника $md'c'$ с основанием $(t - t_n)$, мы получим как высоту прямоугольника среднее значение весовой теплоемкости c_{pm} в пределах температур от t_n до t , равное

$$c_{pm} = \frac{q_n}{t - t_n} \quad (11-29)$$

Из рис. 11-13 хорошо видно, что c_{pm} перегретого пара не является средним арифметическим крайних значений. В приложениях дана подробная таблица значений c_{pm} для перегретого водяного пара; при наличии этих значений теплота перегрева получается простым расчетом, поскольку из уравнения (11-29)

$$q_n = c_{pm} (t - t_n). \quad (11-30)$$

Если изобару cd продолжить в область насыщения, то она в точке c переходит в вертикаль (рис. 11-13), потому что для насыщенного пара, как мы знаем, при $p = \text{const}$ и $t_n = \text{const}$, а $c_p = \infty$.

11-6. Полная теплота, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия перегретого пара. Для получения из жидкости 0°C при постоянном давлении p перегретого пара температуры t необходимо затратить на каждый килограмм пара количество тепла

$$\lambda = \lambda'' + q_n = q' + r + c_{pm} (t - t_n), \quad (11-31)$$

которое называют *полной теплотой перегретого пара*.

Уравнение первого закона для процесса перегрева cd (рис. 11-1) получает вид:

$$q_n = u - u'' + Ap(v - v''),$$

откуда внутренняя энергия перегретого пара

$$u = u'' + q_n - Ap(v - v''). \quad (11-32)$$

Энтальпия же перегретого пара по уравнению (3-35) и (11-32)

$$\begin{aligned} i &= u + Apv = u'' + q_n - Ap(v - v'') + \\ &+ Apv = u'' + Apv'' + q_n = i'' + q_n. \end{aligned} \quad (11-33)$$

что, впрочем, можно было писать и непосредственно, так как теплота перегрева q_n , сообщаемая пару при постоянном давлении, идет полностью на увеличение его энтальпии. Так как по уравнению (11-18) $i'' = \lambda'' + A p v_0'$, то

$$i = \lambda'' + A p v_0' + q_n = \lambda + A p v_0' \approx \lambda. \quad (11-34)$$

Элементарное приращение энтропии при перегреве при постоянном давлении

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_p dT}{T};$$

приращение же во время процесса перегрева cd (фиг. 11-1) от температуры T_n до T

$$s - s'' = \int_{T_n}^T \frac{c_p dT}{T}$$

так что энтропия перегретого пара давления p и температуры T

$$s = s'' + \int_{T_n}^T \frac{c_p dT}{T}. \quad (11-35)$$

где s'' — энтропия сухого насыщенного пара того же давления. Так как для водяного пара мы имеем аналитическую зависимость c_p от температуры, то вычисление интеграла в правой части особых затруднений не представляет, хотя в общем довольно кропотливо. Практически его производить не приходится, так как при расчетах пользуются таблицами значений s .

11-7. Таблицы водяного пара. Свойства насыщенных паров, очевидно, много сложнее свойств идеальных газов, для которых две из трех переменных p , v и t однозначно определяют третью, а следовательно, и состояние газа, так как они связаны между собой уравнением простого вида $p v = R T$; любая пара из этих трех переменных может быть принята за независимые¹.

Для насыщенных паров давление есть функция температуры, так что две переменные p и t_n не определяют со-

¹ Для того чтобы полностью располагать важнейшими тепловыми свойствами газа, необходимо, кроме того, знать зависимость теплоемкости данного газа от температуры. (Прим ред)

стояния; определенному давлению соответствует определенная температура, а удельный объем v_x может иметь любое значение в пределах от v' до v'' в зависимости от степени сухости пара x , причем величина v_x определяется парой значений p и x или t_n и x по соотношению $v_x = v' + x(v'' - v')$, где v' и v'' — функции температуры или давления. Таким образом, для насыщенного пара мы имеем ряд аналитических зависимостей общего вида: $p = f(t_n)$; $v' = \varphi(t_n)$; $v'' = \lambda(p)$, в общем довольно сложных и различных для разных паров. Расчеты по ним были бы весьма кропотливы, но они практически отпадают ввиду наличия подробных таблиц насыщенных паров, применяемых в технике, содержащих соответствующие друг другу значения p , t_n , v' , v'' , γ'' , i' , i'' , r , s' и s'' ; удельный же объем влажного пара определяется сравнительно просто по уравнению $v_x = v' + x(v'' - v') \approx xv''$. Наличие переменной x , характерной для влажного пара, объясняется тем, что он является смесью жидкости с паром, а для определения состояния смеси необходимо знать ее состав.

Наибольшее практическое значение имеют, естественно, таблицы водяного пара. В приложении к настоящей книге приведены подробные таблицы насыщенного водяного пара.

Что касается перегретого водяного пара, то хотя и имеется его уравнение состояния, связывающее между собой основные параметры p , v и T (уравнение М. П. Вукаловича), но, как уже было сказано, оно настолько сложно, что для практических расчетов неприменимо. Поэтому М. П. Вукаловичем составлены по этому уравнению подробные таблицы перегретого водяного пара, в которых для различных давлений и температур даны значения v , i и s . Значения внутренней энергии могут быть подсчитаны по простому соотношению $u = i - Arv$. Таблицы Вукаловича обладают высокой степенью точности.

Пример 11-1. Определить, каков водяной пар, т. е. влажен ли он, сух или перегрет, если дано: 1) $p = 8 \text{ ата}$ и $v = 0,22 \text{ м}^3/\text{кг}$; 2) $p = 6 \text{ ата}$ и $t = 190^\circ \text{ С}$ и 3) $p = 10 \text{ ата}$ и $t \approx 179^\circ \text{ С}$.

1. Так как давлению $p = 8 \text{ ата}$ соответствует удельный объем сухого насыщенного пара $v'' = 0,2448 \text{ м}^3/\text{кг} > v$, то очевидно, что пар с объемом $v = 0,22$ — влажный; его степень сухости приближенно по уравнению (11-4)

$$x = \frac{v_x}{v''} = \frac{0,22}{0,2448} = 0,897;$$

точное же значение по уравнению (11-3)

$$x = \frac{v_x - v'}{v'' - v'} = \frac{0,22 - 0,0011}{0,2448 - 0,0011} = \frac{0,2189}{0,2437} = 0,896;$$

как видим, в данном случае расчет по приближенному уравнению весьма точен. Влажность пара составляет 10,4%.

2. Давлению $p = 6 \text{ ата}$ соответствует температура насыщенного пара $158,1^\circ \text{C}$; так как температура данного пара $t = 190^\circ \text{C}$ выше, чем температура насыщения, то очевидно, что пар перегрет на $190 - 158 = 31,9^\circ \text{C}$.

3. Так как давлению $p = 10 \text{ ата}$ соответствует температура насыщенного пара $t_n = 179^\circ \text{C}$, то данный пар — насыщенный; решить же, сух он или влажен, нельзя, так как пара переменных p и t_n не определяет состояния насыщенного пара.

Пример 11-2. Определить состояние водяного пара давлением 10 ата , если на получение его из воды 0°C при постоянном давлении затрачено 640 ккал/кг .

Зная энтальпию $i = 640 \text{ ккал/кг}$ и имея из таблиц для сухого насыщенного пара 10 ата $i'' \approx 663,3 \text{ ккал/кг}$, заключаем, что, поскольку $i < i''$, данный пар — влажный. Степень его сухости определятся по уравнению (11-25):

$$i_x = i' + xr$$

равной

$$x = \frac{i_x - i'}{r} = \frac{640 - 181,3}{483,1} = \frac{458,7}{483,1} = 0,95.$$

Пример 11-3. В резервуаре объемом 85 л содержится $0,1 \text{ кг}$ воды и $0,7 \text{ кг}$ сухого пара. Каково давление в резервуаре? Удельный объем смеси

$$v_x = \frac{0,085}{0,1 + 0,7} = \frac{0,085}{0,8} = 0,10625 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

а ее степень сухости

$$x = \frac{0,7}{0,8} = 0,875;$$

в таком случае по уравнению (11-4)

$$v'' = \frac{v_x}{x} = \frac{0,10625}{0,875} = 0,1215 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление, соответствующее этому удельному объему сухого насыщенного пара, находим из таблиц интерполированием, а именно:

$$p = 16 + \frac{1}{0,1261 - 0,1189} \cdot (0,1261 - 0,1215) = 16,65 \text{ ата}.$$

Пример 11-4. 1 кг угля при температуре питательной воды 40°C дает в котле 8 кг сухого насыщенного пара давлением 12 ата . Сколько килограммов пара даст 1 кг этого угля при давлении 20 ата и температуре питательной воды 10°C ?

260

Количество тепла, расходуемое на получение при $p = \text{const}$ 8 кг пара 12 *ата*,

$$Q = G_{12} (i''_{12} - i'_{40}) = 8 \cdot (664,9 - 40) = 5000 \text{ ккал};$$

для получения же 1 кг сухого насыщенного пара давлением 20 *ата* необходимо затратить:

$$q = i''_{20} - i'_{10} = 668,5 - 10 = 658,5 \text{ ккал/кг};$$

следовательно, за счет теплоты Q может быть получено:

$$G_{20} = \frac{Q}{q} = \frac{5000}{658,5} = 7,6 \text{ кг}$$

этого пара.

Пример 11-5. Определить вес и энтальпию 0,6 м³ пара влажностью 20% при давлении 4 *ата*.

Удельный объем пара по уравнению (11-4)

$$v_x = xv'' = (1 - 0,2) \cdot 0,4709 = 0,37672 \text{ м}^3/\text{кг},$$

а вес

$$G = \frac{V}{v} = \frac{0,6}{0,37672} = 1,59 \text{ кг}.$$

Теплосодержание пара в связи с уравнением (11-25)

$$I_x = Gi_x = G (i' + xr) = 1,59 (143,7 + 0,8 \cdot 510,2) = 876 \text{ ккал}.$$

11-8. Диаграмма Ts водяного пара. Как и в случае газов, для графического изображения паровых процессов наряду с диаграммой pv широко применяется диаграмма Ts , ценная тем, что в ней площадь под кривой обратимого процесса дает количество тепла, сообщаемое телу, а обратимый адиабатический процесс изображается вертикалью ($s = \text{const}$). Так как в обеих системах координат каждая точка изображает определенное состояние тела, то каждой точке одной диаграммы соответствует, говоря вообще, определенная точка другой. Перенеся по точкам нижнюю пограничную кривую ($x=0$) из системы pv в диаграмму Ts , мы получим соответствующую ей кривую OB (рис. 11-14 и 11-15). Поскольку мы приняли условно энтропию жидкости состояния точки O равной нулю, то точка O , соответствующая точке O , лежит на оси ординат на 273° выше абсолютного нуля; абсциссами точек кривой $x=0$ являются, естественно, значения энтропии жидкости s' .

Аналогично наносится в системе Ts и верхняя пограничная кривая ($x=1$), абсциссами которой служат значения энтропии сухого насыщенного пара s'' . Таким образом, от-

резок OB нижней пограничной кривой, строго соответствует отрезку ob аналогичной кривой в системе pv , изображает процесс подогрева жидкости от 0°C до температуры кипения при постепенно возрастающем давлении, как это отчетливо видно из рис. 11-14. Но поскольку мы приняли (§ 11-2), что во всех случаях повышения температуры жидкости от 0 до $t^\circ\text{C}$ расходуетс я одинаковое количество

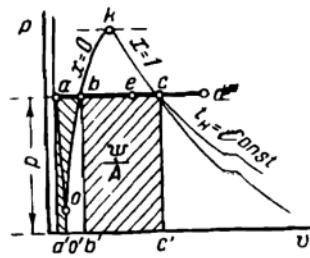


Рис. 11-14.

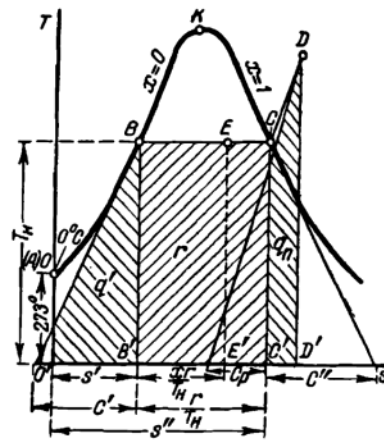


Рис. 11-15.

ство тепла, а именно теплота жидкости q' , то по общему свойству диаграммы Ts пл. $OBV'O'$ дает в известном масштабе величину q' . Процессу парообразования bc при постоянном давлении и постоянной температуре соответствует в системе Ts отрезок горизонтали BC между пограничными кривыми, сходящимися в точке K с горизонтальной касательной, соответствующей критическому состоянию. Так же как и в системе pv , в тепловой диаграмме Ts точки горизонталей между пограничными кривыми соответствуют влажному пару; точки кривой $x=0$ определяют состояние жидкости при температуре кипения, точки кривой $x=1$ — состояние сухого насыщенного пара, а точки правее этой кривой относятся к перегретому пару

Из рис. 11-15 следует, что

$$\frac{\overline{BE}}{\overline{BC}} = \frac{xr}{r} = x = \frac{\overline{be}}{\overline{bc}}$$

т. е. соответствующие друг другу точки в области насы-

шения делят в одинаковом отношении отрезки горизонталей между пограничными кривыми в системах pv и Ts .

Так как во время процесса парообразования bc расходуется теплота парообразования r , а при процессе be — теплота xr , то пл. $BCC'B' = r$ и пл. $BEE'B' = xr$, что, впрочем, с очевидностью следует из рис. 11-15, потому что

$$\text{пл. } BCC'B' = \frac{r}{T_n} \cdot T_n = r \text{ и пл. } BEE'B' = \frac{xr}{T_n} \cdot T_n = xr.$$

Поскольку пл. $bcc'b'$ на рис. 11-14 дает внешнюю теплоту парообразования ψ в единицах работы, то внутренняя теплота парообразования ρ определяется как разность $\rho = r - \psi$. Далее имеем в системе Ts :

$$\begin{aligned} \text{пл. } OBEE'O' &= \text{пл. } OBV'O' + \text{пл. } BEE'B' = \\ &= q' + xr = \lambda_x; \end{aligned}$$

$$OBCC'O' = \text{пл. } OBV'O' + \text{пл. } BCC'B' = q' + r = \lambda'$$

Подкасательная нижней пограничной кривой дает весовую теплоемкость жидкости c' , а подкасательная верхней кривой ($x=1$) — теплоемкость сухого насыщенного пара c'' при изменении его состояния вдоль пограничной кривой, т. е. при сохранении им сухого насыщения. Как видим, теплоемкость c'' отрицательна; для понижения температуры сухого насыщенного пара и сохранения его сухим паром необходимо сообщать теплоту.

Это справедливо для ряда паров, в частности, для воды, но есть пары с положительной теплоемкостью c'' — например пары дифенила, пограничные кривые которого в системе Ts вычерчены в масштабе на рис. 11-16.

При наших выводах мы полагали, что на повышение температуры жидкости от 0°C до температуры кипения t_n , соответствующей данному давлению, расходуется теплота жидкости q' , не зависящая от условий нагревания и, в частности, одинаковая для процессов ob и ab (рис. 11-14). В этом предположении точка a соответствует, очевидно, в тепловой диаграмме точке O , отрезку изобары ab — отрезок пограничной кривой OB , изотерма жидкости 0°C сливается в одну точку O (она же A), а сама кривая $x=0$ соответствует всей области жидкости системы pv . Строго же говоря, это не совсем так, на что уже было указано в § 11-2: при изобарическом процессе ab расходуется количество тепла, на величину пл. $aboo'a'$ большее, чем при

процессе ob по нижней пограничной кривой. Следовательно, OB — не изобара, изобара же AB должна быть положе OB , как представлено на рис. 11-17. А так как при составлении таблиц насыщенных паров в основу положены значения теплоты жидкости q' при нагревании при постоянном давлении, то пл. $OBV'O'$ меньше q' , изображаемой пл. $ABV'A'$, на величину заштрихованной площади на рис. 11-17, которая, конечно, эквивалентна пл. $aboo'a'$ рис. 11-14.

При температурах и давлениях значительно ниже критических изобары жидкости практически сли-

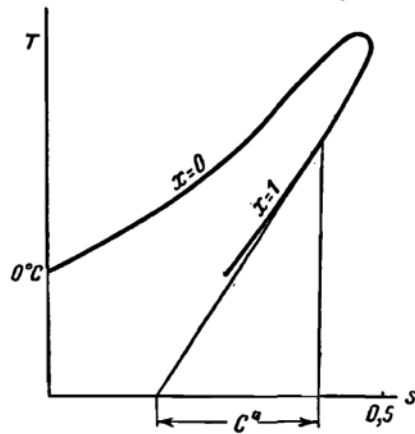


Рис. 11-16.

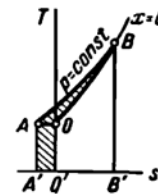


Рис. 11-17.

ваются с нижней пограничной кривой, так что вполне допустимо считать, что пл. $OBV'O'$ равна теплоте жидкости q'

С достаточным приближением можно полагать при температурах и давлениях заметно ниже критических, что пл. $OBV'O'$ (рис. 11-15) равна энтальпии жидкости i' и, следовательно, пл. $OBEE'O' = ix$ и пл. $OBCC'O' = i''$; получающаяся при этом неточность больше, чем при допущении, что пл. $OBV'O' = q'$, на величину Arv'_0 . В действительности соответствующие теплосодержания больше на величину, измеряемую заштрихованной площадью на фиг. 11-17 плюс Arv'_0 .

В области насыщения изобара и изотерма совпадают, будучи горизонтальными прямыми в системах pv и Ts ; при входе в область перегрева они разделяются; в системе pv изотерма отходит вниз от изобары, а в системе Ts изобара поднимается вверх от изотермы; взаимное же их расположение аналогично в обеих системах, а именно изобара

перегретого пара выше его изотермы. Естественно, что изобара перегретого пара имеет тот же характер, что и газовая изобара, т. е. она представляет собой кривую, поднимающуюся слева направо и обращенную выпуклостью вниз. Подкасательная изобары дает истинное значение теплоемкости c_p при данных давлении и температуре.

При $p = \text{const}$ уравнение (11-35) является, очевидно, уравнением изобары перегретого пара в системе Ts ; а так как c_p зависит от давления, то каждая изобара перегретого пара — самостоятельная кривая, которую необходимо

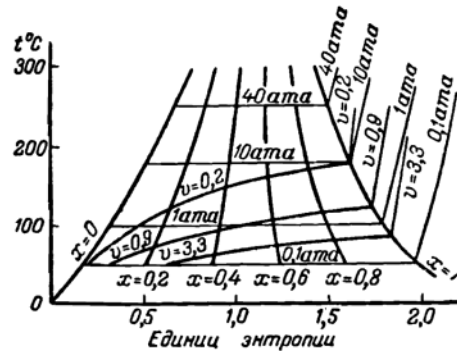


Рис. 11-18.

вычерчивать в диаграмме по точкам; в случае газов, поскольку для них c_p не зависит от давления, все изобары — одинаковые кривые, смещенные одна относительно другой в горизонтальном направлении.

Площадь $CDD'C'$ дает теплоту перегрева q_n , а площадь $OBCDD'O'$ — энтальпию перегретого пара состояния точки D , а также полную теплоту этого пара λ .

Исследование паровых процессов и расчеты существенно облегчаются при наличии подробной диаграммы в системе Ts , в которой нанесены обе пограничные кривые и сеть изобар, изохор и кривых постоянной степени сухости ($x = \text{const}$), как упрощено показано на рис. 11-18 (для водяного пара). Часть диаграммы ниже 0°C , как не представляющая практического интереса, обычно опускается, что позволяет увеличить масштаб оси ординат и, следовательно, выполнить диаграмму подробнее. Кривые постоянной степени сухости получают делением горизонтальных отрезков между пограничными кривыми на одинаковое чи-

сло частей и соединением точек одинаковых делений. При вычислении площади под кривой процесса, дающей количество тепла, необходимо учитывать дополнительно площадь прямоугольника ниже оси абсцисс, потому что действительная ось энтропии лежит на 273°C ниже. Изохоры в области насыщения — кривые, направленные выпуклостью вниз, а в области перегрева — того же характера, что и изобары, но, как и в случае газов, несколько более крутые.

При наличии подробной сети изобар, изохор и кривых постоянной степени сухости нахождение точек, соответствующих определенному состоянию, или обратная задача определения параметров в данной точке производится быстро и просто. Поскольку обычно приходится иметь дело с перегретым паром или паром небольшой влажности, то часто при составлении диаграммы ограничиваются только ее правой частью, что позволяет увеличить масштаб оси абсцисс и выполнить диаграмму подробнее, а чем она подробнее, тем, конечно, легче с ней работать и расчеты точнее.

11-9. Диаграмма i s водяного пара. При расчетах паровых процессов особенно ценной и удобной является тепловая диаграмма в системе i s, в которой абсциссами, как и в системе T s, служат значения энтропии s , а ординатами — величины энтальпии i . При составлении этой диаграммы в ней по данным таблиц наносят прежде всего обе пограничные кривые (рис. 11-19) Координатами точек нижней погра-

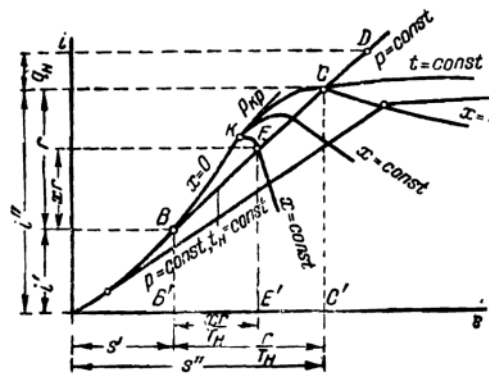


Рис. 11-19.

ничной кривой ($x=0$) являются величины i' и s' , а верхней i'' и s'' ; соответственно с тем расстояние по вертикали одноименных точек B и C обеих кривых, т. е. точек с одинаковым давлением, а следовательно, и температурой, равно теплоте парообразования r , а расстояние по горизонтали равно $\frac{r}{T_n}$. Соединив точки B и C прямой, мы получим изобару и одновременно изотерму насыщенного пара, в чем легко убедиться. Действительно, для насыщенного пара по уравнениям (11-25) и (11-27)

$$i_x = i' + xr \text{ и } s_x = s' + \frac{xr}{T}$$

подставляя из первого уравнения во второе $xr = i_x - i'$, получаем:

$$s_x = s' + \frac{i_x - i'}{T_n}$$

а при $p = \text{const}$ величины T_n , s' — тоже постоянные, так что последнее уравнение есть уравнение первой степени с переменными s_x и i_x , т. е. уравнение прямой в системе is . Из рис. 11-19 следует:

$$\frac{\overline{BE}}{\overline{BC}} = \frac{\overline{B'E'}}{\overline{B'C'}} = \frac{xr}{T_n} = x,$$

т. е. совершенно аналогично системам pv и Ts степень сухости x насыщенного пара и в системе is определяется отношением отрезка изобары от данной точки E до нижней пограничной кривой к отрезку изобары между пограничными кривыми.

В соответствии с этим нанесение в диаграмме кривых постоянной степени сухости производится, так же как и в диаграмме Ts , делением отрезков изобар между пограничными кривыми на равное число частей и соединением точек с одинаковым делением.

Совершенно аналогично системам pv и Ts изобара и изотерма, совпадающие в области насыщения, разделяются при входе в область перегретого пара, переходя в кривые, причем изобара расположена по-прежнему выше изотермы.

Изобара перегретого пара поднимается слева направо, будучи несколько круче прямолинейной изобары насыщен-

ного пара, и обращена выпуклостью вниз. Изотерма перегретого пара тоже поднимается слева направо, но гораздо слабее; подъем ее уменьшается по мере удаления от пограничной кривой $x=1$ и она асимптотически приближается к горизонтали, будучи обращена выпуклостью вверх. Такой характер изотермы вполне естественен, потому что с удалением от области насыщения перегретый пар приближается по своим свойствам к газу, а для идеального газа, как мы знаем, при $t=\text{const}$ и $i=\text{const}$. Теплота перегрева q_n измеряется разностью ординат точки D перегретого пара и точки C сухого насыщенного того же давления.

Обратимый адиабатический процесс изображается в системе is , как и в системе Ts , отрезком вертикали ($s=\text{const}$); количество тепла, сообщаемое пару при изобарическом процессе, измеряется разностью ординат конечной и начальной точек процесса. Эти свойства диаграммы is послужили к ее широкому применению при практических расчетах. В настоящее время пользуются почти исключительно этой диаграммой, так как, кроме уже изложенных, она имеет еще весьма ценные свойства, которые мы установим несколько позже.

Для практических целей диаграмма is выполняется не для всей области насыщения, а только для части ее вблизи верхней пограничной кривой, что позволяет применить для нее более крупный масштаб и нанести подробную сеть изобар, изохор, изотерм и кривых постоянной степени сухости. Такая диаграмма водяного пара, составленная М. П. Вукаловичем, дана в приложении.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ ПАРОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

12-1. Изохорический процесс. При расчете паровых процессов могут встретиться три случая:

- а) процесс проходит полностью в области насыщения;
- б) процесс проходит полностью в области перегрева;
- в) процесс проходит частью в области насыщения, частью в области перегрева.

Наиболее целесообразным и простым является графический метод расчета с помощью подробной диаграммы is . При отсутствии ее по необходимости приходится прибегать к аналитическому методу, производя расчет по соответ-

ствующим формулам и пользуясь данными паровых таблиц. При графическом методе характер расчета один и тот же во всех трех отмеченных случаях; при аналитическом он различен в зависимости от того, в какой области проходит процесс, потому что основные соотношения для насы-

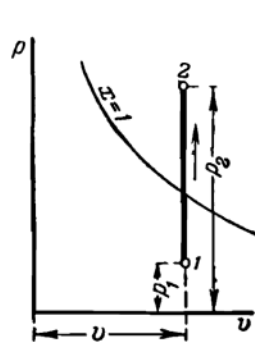


Рис. 12-1.

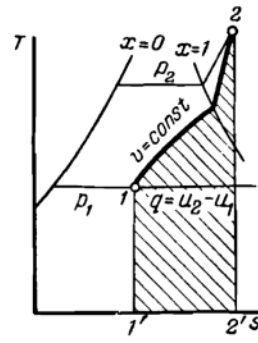


Рис. 12-2.

щенного и перегретого пара различны и таблицы для того и другого пара иные.

На рис. 12-1—12-3 представлен изохорический процесс (для более общего случая «в») в системах p, v , T, s и i, s .

Независимо от того, в какой области лежат точки 1 и 2, для изохорического процесса работа $l=0$, так что количество тепла

$$q = u_2 - u_1 = i_2 - A p_2 v - (i_1 - A p_1 v) = i_2 - i_1 - A v (p_2 - p_1), \quad (12-1)$$

где u_1 и u_2 — значения внутренней энергии;

p_1 и p_2 — давления в начале и в конце процесса.

При графическом расчете из диаграммы i, s мы получаем непосредственно значения i_1 , i_2 , p_1 , p_2 и v , которые и подставляются в уравнение (12-1).

При аналитическом расчете значения энтальпии для насыщенного пара определяются по уравнению (11-25):

$$i_x = i' + x r,$$

причем значения i' и r берутся из таблиц насыщенных паров для соответствующего давления, а степень сухости пара $x = \frac{v - v'}{v'' - v'}$, где v'' тоже берется из таблиц насыщенных па-

ров. Для перегретого пара энтальпия i берется из таблиц перегретых паров для соответствующих p и t или p и v , или v и t .

Если процесс полностью проходит в области перегрева, то он может быть легко и просто рассчитан и без диаграммы is при помощи таблиц перегретого пара; сказанное относится не только к изохорическому, но к любому процессу перегретого пара, как это будет показано на конкретных примерах.

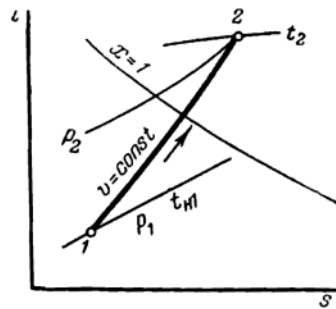


Рис. 12-3.

В системе pv процесс изображается отрезком вертикали (рис. 12-1), а в системе Ts — кривой, направленной в области насыщения выпуклостью вверх, а в области перегрева — вниз (рис. 12-2); пл. $1-2-2'-1'$ дает количество тепла $q = u_2 - u_1$. В системе is (рис. 12-3) изохора в области насыщения — кривая, весьма близкая к наклонной прямой, а в области перегрева — кривая, направленная выпуклостью вниз. В обеих областях изохоры несколько круче изобар, проходящих через те же точки. Приращение внутренней энергии при нагревании сказывается, с одной стороны, в увеличении температуры, а с другой — в работе дисгрегации. Из диаграмм хорошо видно, что нагреванием при постоянном объеме влажный пар может быть переведен в сухой насыщенный и перегретый; очевидно также, что охлаждением при постоянном объеме весь пар превращен в жидкость быть не может, потому что изохора в системе pv , а следовательно, и Ts при охлаждении не пересекает пограничной кривой жидкости, сливающейся на рис. 12-1 с осью ординат.

Приращение внутренней энергии при нагревании сказывается, с одной стороны, в увеличении температуры, а с другой — в работе дисгрегации. Из диаграмм хорошо видно, что нагреванием при постоянном объеме влажный пар может быть переведен в сухой насыщенный и перегретый; очевидно также, что охлаждением при постоянном объеме весь пар превращен в жидкость быть не может, потому что изохора в системе pv , а следовательно, и Ts при охлаждении не пересекает пограничной кривой жидкости, сливающейся на рис. 12-1 с осью ординат.

Пример 12-1. В паровом котле находится 7 м³ воды и 5 м³ сухого пара при давлении 4 ата. Сколько времени необходимо для поднятия давления до 16 ата при закрытых вентилях, если при топке в котел вводится 4 200 ккал в минуту?

Первоначальный вес воды в котле

$$G_в = \frac{V_в}{v_1} = \frac{7}{0,0010829} = 6\,460 \text{ кг.}$$

270)

а соответствующий вес пара

$$G_{\text{п}} = \frac{V_{\text{п}}}{v_1''} = \frac{5}{0,4709} = 10,6 \text{ кг};$$

следовательно, постоянный вес смеси

$$G = G_{\text{в}} + G_{\text{п}} = 6460 + 10,6 = 6470,6 \text{ кг}.$$

Начальная степень сухости смеси

$$x_1 = \frac{G_{\text{п}}}{G} = \frac{10,6}{6470,6} = 0,00164.$$

а ее постоянный удельный объем

$$v_x = \frac{V}{G} = \frac{7 + 5}{6470,6} = \frac{12}{6470,6} = 0,001855 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Конечная степень сухости смеси получается из уравнения (11-3)

$$v_x = v_2' + x_2 (v_2'' - v_2')$$

равной

$$x_2 = \frac{v_x - v_2'}{v_2'' - v_2'} = \frac{0,001855 - 0,0011572}{0,1261 - 0,0011572} = \frac{0,000698}{0,12495} = 0,00558.$$

Значения энтальпии по уравнению (11-25)

$$i_{x_1} = 143,7 + 0,00164 \cdot 510,2 = 144,536 \text{ ккал/кг};$$

$$i_{x_2} = 204 + 0,00558 \cdot 463,1 = 206,58 \text{ ккал/кг};$$

по уравнению (12-1)

$$q = 206,58 - 144,536 - \frac{0,001855 (160\,000 - 40\,000)}{427} =$$
$$= 56,83 \text{ ккал/кг}$$

и, следовательно,

$$Q = Gq = 6470,6 \cdot 56,83 = 368\,000 \text{ ккал},$$

а время, потребное для поднятия давления до 16 атм,

$$\tau = \frac{368\,000}{4\,200} = 87,5 \text{ мин}.$$

Ввиду ничтожной величины x практически можно было бы полагать $x_1 = x_2 = 0$, чем расчет существенно упрощается, несколько теряя в точности. Действительно, в этом случае

$$q = i_2' - i_1' - Av_x (p_2 - p_1) = 204 - 143,7 -$$
$$- \frac{0,001855 (160\,000 - 40\,000)}{427} = 55 \text{ ккал/кг},$$

$$Q = 6470,6 \cdot 55 = 356\,000 \text{ ккал};$$

971

а необходимое время

$$\tau = \frac{356\,000}{4\,200} = 84,6 \text{ мин.}$$

В данном примере применять графический метод расчета нельзя, потому что в подробной диаграмме is процесс нанесен быть не может (область смеси высокой влажности в диаграмме отсутствует).

Пример 12-2. 1 м³ сухого насыщенного водяного пара давлением 10 ата охлаждается при постоянном объеме до 60° С. Определить конечную степень сухости, конечное давление и количество тепла, отдаваемое паром.

Постоянный удельный объем $v_x = v_1'' = 0,198 \text{ м}^3/\text{кг}$; по уравнению (11-3)

$$v_x = v_2' + x_2(v_2'' - v_2'),$$

откуда

$$x_2 = \frac{v_x - v_2'}{v_2'' - v_2'} = \frac{0,198 - 0,001}{7,678 - 0,001} = 0,0256,$$

т. е. в конце охлаждения смесь состоит по весу из 2,56% пара и 97,44% воды.

Давление смеси при $t_2 = 60^\circ \text{ С}$ равно по данным таблиц $p_2 = 0,2031 \text{ ата}$.

Пользуясь таблицами насыщенного пара, находим:

$$i_1'' = 663,3 \text{ ккал/кг};$$

$$i_{2x} = i_2' + x_2 i_2'' = 59,98 + 0,0256 \cdot 663,2 = 74,38 \text{ ккал/кг};$$

по уравнению (12-1)

$$q = 74,38 - 663,3 - \frac{0,198(2\,031 - 100\,000)}{427} = 543,46 \text{ ккал/кг.}$$

Вес пара

$$G = \gamma_1'' = 5,051 \text{ кг.}$$

а количество тепла, отдаваемое паром при охлаждении,

$$Q = Gq = 5,051 \cdot 543,46 = -2\,740 \text{ ккал}$$

(знак минус указывает на то, что теплота отдается паром).

По той же причине, что и в предыдущем примере, и в данном воспользоваться диаграммой is для графического расчета не представляется возможным.

Пример 12-3. Перегретый водяной пар давлением 2 ата с температурой 160° С нагревается при постоянном объеме до давления 3 ата. Определить конечную температуру пара и количество тепла, идущее на этот нагрев.

Из диаграммы is получаем для начального состояния, определяемого точкой пересечения изобары $p_1 = 2 \text{ ата}$ и изотермы $t_1 = 160^\circ \text{ С}$:

$$v = 1 \text{ м}^3/\text{кг} \text{ и } i_1 = 666 \text{ ккал/кг.}$$

а для точки пересечения изохоры $v = 1 \text{ м}^3/\text{кг}$ и изобары $p_2 = 3 \text{ ата}$
 $t_2 = 364^\circ \text{ С}$ и $i_2 = 764 \text{ ккал/кг}$.

В таком случае по уравнению (12-1)

$$q = 764 - 666 - \frac{1 \cdot (30\,000 - 20\,000)}{427} = 74,6 \text{ ккал/кг}.$$

Данный пример может быть просто рассчитан и аналитически, с помощью таблиц перегретого пара. Из них находим непосредственно для $p_1 = 2 \text{ ата}$ и $t_1 = 160^\circ \text{ С}$:

$$v = 1,003 \text{ м}^3/\text{кг} \text{ и } i_1 = 666,4 \text{ ккал/кг}.$$

а для $p_2 = 3 \text{ ата}$ и $v = 1,003 \text{ м}^3/\text{кг}$

$$t_2 \approx 370^\circ \text{ С} \text{ и } i_2 \approx 763,7 \text{ ккал/кг}.$$

Последние цифры точнее, чем полученные из диаграммы.

Пример 12-4. Сухой насыщенный водяной пар давлением 10 ата нагревается в закрытом резервуаре до 300° С . Определить перегрев пара в конце нагревания.

Из диаграммы is находим для начального состояния, определяемого точкой пересечения изобары $p_1 = 10 \text{ ата}$ с пограничной кривой $x = 1$:

$$v = v_1'' = 0,2 \text{ м}^3/\text{кг},$$

а для точки пересечения изохоры $v = 0,2 \text{ м}^3/\text{кг}$ с изотермой $t_2 = 300^\circ \text{ С}$

$$p_2 = 13 \text{ ата}.$$

Через точку пересечения изобары $p_2 = 13 \text{ ата}$ с пограничной кривой $x = 1$ проходит изотерма $t_{н2} = 190^\circ \text{ С}$; следовательно, перегрев пара при температуре $t_2 = 300^\circ \text{ С}$ равен:

$$t_2 - t_{н2} = 300 - 190 = 110^\circ \text{ С}.$$

И этот пример может быть просто рассчитан с помощью таблиц перегретого пара. Из них находим непосредственно для $p_1 = 10 \text{ ата}$ и $x = 1$:

$$v = v_1'' = 0,198 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

а для $v = 0,198 \text{ м}^3/\text{кг}$ и $t_2 = 300^\circ \text{ С}$

$$p_2 = 13 \text{ ата} \text{ и } t_{н2} = 190,7^\circ \text{ С}.$$

12-2. Изобарический процесс. На рис. 12-4—12-6 представлен изобарический процесс для более общего случая «в» в системах pv , Ts и is .

В системе pv процесс изображается отрезком горизонтали, а в системе Ts в области насыщения — тоже отрезком горизонтали, потому что для насыщенного пара при $p = \text{const}$ и $t_{н} = \text{const}$, т. е. для него изобарический процесс

одновременно и изотермический, а в области перегрева — кривой, поднимающейся вверх и направленной выпуклостью вниз, того же характера, что и газовая изобара.

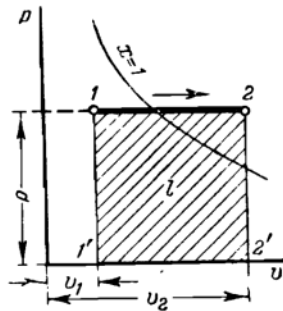


Рис. 12-4.

В системе ts изобара в области насыщения — наклонная прямая, а в области перегрева — кривая, направленная выпуклостью вниз и поднимающаяся вверх несколько круче, чем прямолинейная изобара в области влажного пара.

Количество тепла, сообщаемое пару в процессе,

$$q = i_2 - i_1; \quad (12-2)$$

оно изображается в системе Ts площадью под изобарой $122'1'$, а в системе is — разностью ординат точек 2 и 1.

Работа

$$l = p(v_2 - v_1) \quad (12-3)$$

и изображается в системе pv площадью под изобарой, т. е. площадью прямоугольника $122'1'$

Изменение внутренней энергии в процессе может быть определено как

$$u_2 - u_1 = q - Al = i_2 - i_1 - Ap(v_2 - v_1). \quad (12-4)$$

При графическом расчете с помощью диаграммы is из нее непосредственно находятся i_1 , i_2 , v_1 , v_2 и p , которые и подставляются в уравнения (12-2) — (12-4).

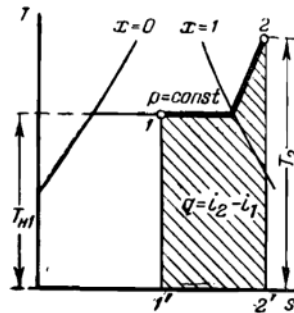


Рис. 12-5.

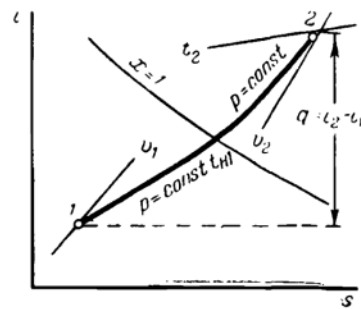


Рис. 12-6.

При аналитическом расчете значения энтальпии для насыщенного пара определяются по уравнению (11-25):

$$i_x = i' + xr,$$

где $x \approx \frac{v_x}{v''}$, причем значения i' , r и v'' берутся из таблиц насыщенных паров. Для перегретого пара энтальпия берется из таблиц перегретого пара по любой паре основных параметров p , v , t .

Если изобарический процесс проходит полностью в области насыщения, то поскольку при $p = \text{const}$

$$i' = \text{const} \text{ и } r = \text{const},$$

то

$$q = i_{x_2} - i_{x_1} = i' + x_2 r - (i' + x_1 r) = r(x_2 - x_1). \quad (12-5)$$

Пример 12-5. Какое количество тепла должно быть сообщено каждому килограмму пара влажностью 10% с давлением 8 *ата*, чтобы перевести его при постоянном давлении в сухой насыщенный?

Из диаграммы *is* находим: $i_1 = 612 \text{ ккал/кг}$; $i_2 = 661 \text{ ккал/кг}$.

По уравнению (12-2) $q = i_2 - i_1 = 661 - 612 = 49 \text{ ккал/кг}$ или аналитически по уравнению (12-5)

$$q = r(x_2 - x_1) = 489,8(1 - 0,9) = 48,98 \text{ ккал/кг}.$$

Пример 12-6. Перегретый водяной пар 200° С нагревается при постоянном давлении 6 *ата* до 300° С. Определить расход тепла в процессе, работу расширения и изменение внутренней энергии пара.

Из диаграммы *is* находим:

$$i_1 = 681 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 731 \text{ ккал/кг};$$

$$v_1 = 0,36 \text{ м}^3/\text{кг} \text{ и } v_2 = 0,45 \text{ м}^3/\text{кг};$$

в таком случае по уравнению (12-2)

$$q = 731 - 681 = 50 \text{ ккал/кг};$$

по уравнению (12-3)

$$l = 60\,000(0,45 - 0,36) = 5\,400 \text{ кдж/кг},$$

а изменение внутренней энергии по уравнению (12-3)

$$u_2 - u_1 = q - Al = 50 - \frac{5\,400}{427} = 50 - 12,6 = 37,4 \text{ ккал/кг}.$$

С помощью таблиц перегретого пара мы получили бы точнее:

$$i_1 = 680,6 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 730,7 \text{ ккал/кг}; \quad v_1 = 0,3591 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$v_2 = 0,4428 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad q = 730,7 - 680,6 = 50,1 \text{ ккал}/\text{кг};$$

$$l = 60\,000 (0,4428 - 0,3591) = 5022 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{кг};$$

$$u_2 - u_1 = 50,1 - \frac{5\,022}{427} = 38,35 \text{ ккал}/\text{кг}.$$

12-3. Изотермический процесс. На рис. 12-7—12-9 представлен изотермический процесс (для более общего случая «в») в системах pv , Ts и is .

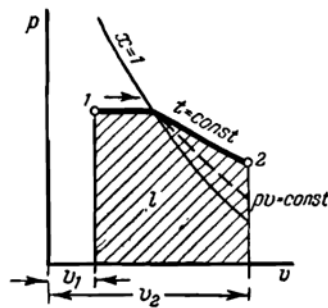


Рис. 12-7.

В системе pv процесс изображается в области насыщения отрезком горизонтали, потому что для насыщенного пара при $p = \text{const}$ и $t_{\text{н}} = \text{const}$, т. е. для него изотермический процесс одновременно и изобарический, а в области перегрева — гиперболической кривой, более пологой, чем равнобокая гипербола (газовая изотерма). В системе Ts

процесс изображается отрезком горизонтали, а в системе is в области насыщения — наклонной прямой, которая одновременно является изобарой, а в области перегрева — кривой, направленной выпуклостью вверх, поднимающейся несколько слева направо и по мере удаления от верхней пограничной кривой асимптотически приближающейся к горизонтали.

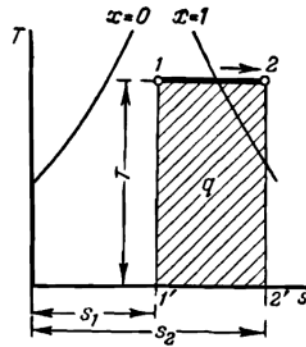


Рис. 12-8.

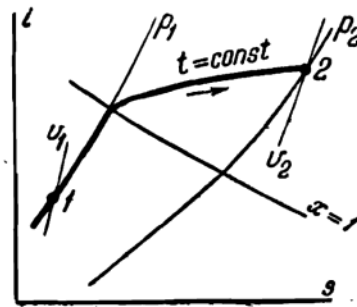


Рис. 12-9.

Количество тепла, сообщаемое пару в процессе,

$$q = T(s_2 - s_1); \quad (12-6)$$

оно изображается в системе Ts площадью $122' I'$.

Изменение внутренней энергии (работа дисгрегации)

$$\begin{aligned} u_2 - u_1 &= i_2 - A p_2 v_2 - (i_1 - A p_1 v_1) = \\ &= i_2 - i_1 - A(p_2 v_2 - p_1 v_1). \end{aligned} \quad (12-7)$$

Работа расширения

$$Al = q - (u_2 - u_1) = T(s_2 - s_1) - (i_2 - i_1) + A(p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (12-8)$$

Пример 12-7. Пар с температурой 200°C расширяется изотермически от давления 5 до 1 *ата*. Определить количество тепла, сообщаемое пару, изменение внутренней энергии и работу расширения.

Из диаграммы is находим:

$$\begin{aligned} i_1 &= 682 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 687 \text{ ккал/кг}; \quad v_1 = 0,43 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v_2 = 2,25 \text{ м}^3/\text{кг}; \\ s_1 &= 1,688 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}; \quad s_2 = 1,87 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}. \end{aligned}$$

В таком случае по уравнению (12-6)

$$q = 473(1,87 - 1,688) = 86 \text{ ккал/кг};$$

по уравнению (12-7)

$$u_2 - u_1 = 687 - 682 - \frac{10\,000 \cdot 2,25 - 50\,000 \cdot 0,43}{427} = 2,66 \text{ ккал/кг},$$

а по уравнению (12-8)

$$Al = 86 - 2,66 = 83,34 \text{ ккал/кг}.$$

Точнее с помощью таблиц перегретого пара:

$$\begin{aligned} i_1 &= 681,7 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 686,6 \text{ ккал/кг}; \quad v_1 = 0,4334 \text{ м}^3/\text{кг}; \\ v_2 &= 2,214 \text{ м}^3/\text{кг}; \end{aligned}$$

$$s_1 = 1,6875 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}; \quad s_2 = 1,8717 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град};$$

$$q = 473(1,8717 - 1,6875) = 87 \text{ ккал/кг};$$

$$\begin{aligned} u_2 - u_1 &= 686,6 - 681,7 - \frac{10\,000 \cdot 2,214 - 50\,000 \cdot 0,4334}{427} = \\ &= 3,8 \text{ ккал/кг}; \end{aligned}$$

$$Al = 87 - 3,8 = 83,2 \text{ ккал/кг}.$$

Как видим, для перегретого пара работа дисгрегации, хотя и незначительна, но имеется; следовательно, внутренняя энергия перегретого пара — функция, не только температуры, но и объема (или давления).

12-4. Адиабатический процесс. На рис. 12-10—12-12 представлен обратимый адиабатический процесс (для более общего случая «в») в системах pv , Ts и is .

В системах Ts и is процесс изображается отрезком вертикали, так как для обратимого адиабатического процесса $s = \text{const}$, а в системе pv — гиперболической кривой, которая с известным приближением может быть выражена уравнением $pv^k = \text{const}$, где k — чисто эмпирический показатель, причем его значения различны для перегретого и насыщенного пара, а именно: для водяного пара приближенно в среднем в области перегрева (адиабата 1-С) $k=1,3$, а в области насыщения (адиабата С-2) $k=1,135$, т. е. ветвь кривой 1-С несколько круче ветви С-2 и, следовательно, адиабата 1-2 имеет излом в точке С на верхней

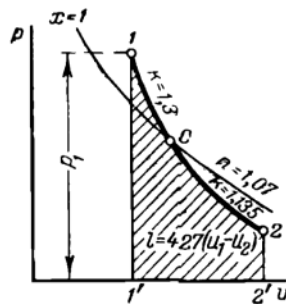


Рис. 12-10.

пограничной кривой. Необходимо иметь в виду, что эти значения показателя являются средними и приближенными, так что при точных расчетах пользоваться ими нельзя.

Из диаграмм хорошо видно, что при адиабатическом расширении перегретого пара он уменьшает свой перегрев и переходит во влажный, частично конденсируется; это явление тесно связано с отрицательной теплоемкостью сухого пара c'' большинства веществ. Далее из рис. 12-11 следует, что при адиабатическом расширении жидкости

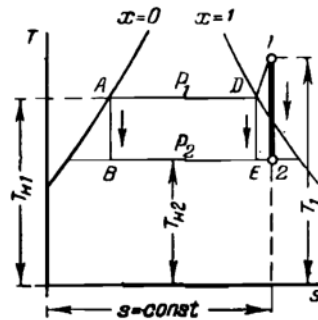


Рис. 12-11.

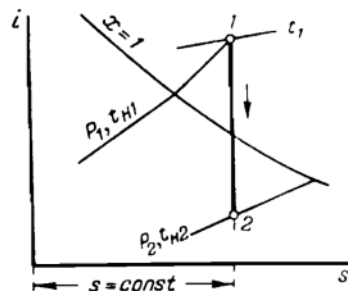


Рис. 12-12.

(адиабата AB) часть ее переходит в пар. Если для ряда адиабат между AB и DE определить из диаграммы Ts степень сухости пара x в начале и в конце расширения в пределах температур $T_{н_1}$ и $T_{н_2}$, то можно обнаружить, что для паров воды при $x_1 < 0,5$ расширение сопровождается парообразованием, т. е. $x_2 > x_1$, а при $x_1 > 0,5$ расширение связано с конденсацией, т. е. $x_2 < x_1$. Смесь с небольшой степенью сухости (точка B) адиабатическим сжатием может быть переведена в жидкость, а смесь невысокой влажности (точка 2) — в сухой насыщенный и перегретый пар. Для адиабатического процесса

$$\begin{aligned} Al = u_1 - u_2 &= i_1 - Ap_1v_1 - (i_2 - Ap_2v_2) = \\ &= i_1 - i_2 - A(p_1v_1 - p_2v_2). \end{aligned} \quad (12-9)$$

Если допустить, что адиабата выражается уравнением $p v^k = \text{const}$, то работу можно было бы определить, как и в случае газов, по уравнениям (4-26), (4-28) и (4-29):

$$\begin{aligned} l &= \frac{1}{k-1} (p_1v_1 - p_2v_2) = \frac{p_1v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \\ &= \frac{p_1v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \end{aligned} \quad (12-10)$$

В случае рис. 12-10 пришлось бы отдельно рассчитать работу на участке $I-C$ и на участке $C-2$, так как значения показателя k для них различны; потребовалось бы найти значения давления и объема в точке C верхней пограничной кривой. Очевидно, что такой способ расчета значительно сложнее, чем по уравнению (12-9), и к тому же неточен.

Пример 12-8. Сухой насыщенный водяной пар расширяется адиабатически от 7 до 1 *ата*. Определить работу расширения. Из диаграммы is находим:

$$\begin{aligned} &= 660 \text{ ккал/кг}; v_1'' = 0,28 \text{ м}^3/\text{кг}; i_{x2} = 581 \text{ ккал/кг}; \\ &v_{x2} = 1,6 \text{ м}^3/\text{кг}, \end{aligned}$$

так что по уравнению (12-9)

$$Al = 660 - 581 - \frac{70\,000 \cdot 0,28 - 10\,000 \cdot 1,6}{427} = 70,57 \text{ ккал/кг}$$

$$l = 427 \cdot 70,57 = 30\,200 \text{ кг} \cdot \text{м/кг},$$

а по уравнению (12-10)

$$l = \frac{p_1 v_1''}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{70\,000 \cdot 0,2778}{1,135-1} \left[1 - \left(\frac{1}{7} \right)^{\frac{0,135}{1,135}} \right] = 29\,600 \text{ кг} \cdot \text{м/кг}.$$

Пример 12-9. Смесь пара и воды со степенью сухости 7,2% и давлением 2 ата сжимается адиабатически в воду. Определить работу сжатия.

Диаграммой is воспользоваться нельзя; приходится вести расчет аналитически. Из условия $s_{x1} = s_2'$, пользуясь таблицами насыщенного пара, получаем:

$$s_2' = s_1' + \frac{x_1 r_1}{T_{н1}} = 0,363 + 0,072 (1,7039 - 0,3639) = 0,46 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град};$$

из таблиц довольно точно ($s_2' = 0,4594 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}$).

$$p_2 = 6 \text{ ата}.$$

Далее из таблиц

$$i_1' = 119,94 \text{ ккал/кг}; r_1 = 526,4 \text{ ккал/кг}; i_2' = 159,3 \text{ ккал/кг};$$

$$v_1' = 0,00106 \text{ м}^3/\text{кг}; v_1'' = 0,9018 \text{ м}^3/\text{кг}; v_2' = 0,0011 \text{ м}^3/\text{кг},$$

так что

$$i_{x1} = i_1' + x_1 r_1 = 119,94 + 0,072 \cdot 526,4 = 157,84 \text{ ккал/кг};$$

$$v_{x1} = v_1' + x_1 (v_1'' - v_1') = 0,00106 + 0,072 (0,9018 - 0,00106) = 0,066 \text{ м}^3/\text{кг},$$

а по уравнению (12-9)

$$Al = 157,84 - 159,3 - \frac{20\,000 \cdot 0,066 - 60\,000 \cdot 0,0011}{427} = -4,4 \text{ ккал/кг};$$

знак минус указывает на то, что работа затрачивается извне (работа сжатия).

Пример 12-10. Перегретый водяной пар с начальным давлением 7 ата и температурой 220° С расширяется адиабатически до давления 0,2 ата. Определить работу расширения.

Из диаграммы is находим:

$$i_1 = 690 \text{ ккал/кг}; v_1 = 0,3225 \text{ м}^3/\text{кг}; i_{x2} = 550 \text{ ккал/кг};$$

$$v_{x2} = 6,5 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

В таком случае по уравнению (12-9)

$$Al = 690 - 550 - \frac{70\,000 \cdot 0,3225 - 2\,000 \cdot 6,5}{427} = 117,6 \text{ ккал/кг}.$$

Пример 12-11. Перегретый водяной пар 10 ата при адиабатическом расширении до давления $2,5 \text{ ата}$ переходит в сухой насыщенный. Определить начальный перегрев этого пара.

Через точку пересечения изобары $p_2 = 2,5 \text{ ата}$ с верхней пограничной кривой ($x_2 = 1$) в графике is проводим вертикаль до пересечения с изобарой $p_1 = 10 \text{ ата}$; через найденную точку проходит изотерма $t_1 = 280^\circ \text{ С}$. Из таблиц насыщенных паров $t_{н1} = 179^\circ \text{ С}$, так что начальный перегрев пара $t_1 - t_{н1} = 280 - 179 = 101^\circ \text{ С}$.

12-5. Истечение и дросселирование пара. Основные положения теории истечения, полученные нами в гл. 9, сохраняют свою силу и для паров. В частности, в общем случае располагаемая работа по уравнению (9-9)

$$Al_0 = q + i_1 - i_2;$$

она может быть представлена в виде площади в диаграмме Ts .

Действительно, например, для обратимого процесса AB перегретого пара (рис. 12-13) мы имеем:

$$i_1 = \text{пл. } OMCAA'O'; \quad i_2 = \text{пл. } ONDBB'O'; \quad q = \text{пл. } ABB'A',$$

так что

$$Al_0 = q + i_1 - i_2 = \text{пл. } OMCABB'O' - \text{пл. } ONDBB'O' = \\ = \text{пл. } MCABDN,$$

т. е. располагаемая работа пара в системе Ts измеряется площадью между кривой процесса, нижней пограничной кривой и крайними изобарами. Как видим, здесь имеется полное соответствие с системой pv , в которой располагаемая работа измеряется площадью между кривой процесса, осью ординат и крайними изобарами, а с осью ординат практически сливается нижняя пограничная кривая.

Изложенное справедливо только для обратимых процессов истечения, так как только для них площадь под кривой процесса в системе Ts дает количество тепла q .

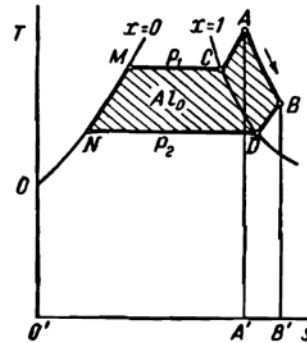


Рис. 12-13.

На рис. 12-14 и 12-15 представлен обратимый адиабатический процесс AB в диаграммах Ts и is .
 Располагаемая работа

$$Al_0 = i_1 - i_2$$

равна пл. $MCABN$ в диаграмме Ts и длине адиабаты AB в диаграмме is . В этом случае особенно сказывается

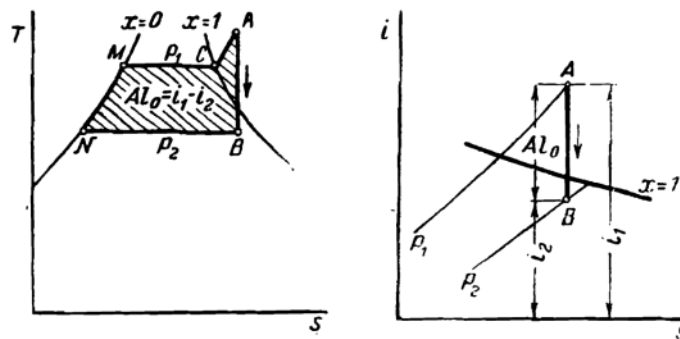


Рис. 12-15.

преимущество диаграммы is , потому что при пользовании ею отпадает планиметрирование площадей.

Критическое отношение давлений по уравнению (9-19)

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

где k — показатель адиабаты. Принимая с известным приближением для перегретого водяного пара $k=1,3$, а для сухого насыщенного пара (в начале расширения) $k=1,135$, получаем:

для перегретого пара

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = 0,546; \quad (12-11)$$

для сухого насыщенного (в начале расширения)

$$\frac{p_{кр}}{p_1} = 0,577. \quad (12-12)$$

Критическая скорость истечения по уравнению (9-21)

$$c_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1}$$

при прежнем допущении

для перегретого водяного пара ($k = 1,3$)

$$c_{кр} = 3,33 \sqrt{p_1 v_1'} \quad (12-13)$$

для сухого насыщенного (в начале расширения)

$$c_{кр} = 3,23 \sqrt{p_1 v_1''} \quad (12-14)$$

где давление p_1 в $кг/м^2$. Так как пограничная кривая сухого насыщенного водяного пара незначительно круче равнобокой гиперболы, то произведение $p_1 v_1''$ а также и скорость $c_{кр}$ изменяются мало с давлением.

Для перегретого пара критическая скорость при том же давлении больше, чем для насыщенного, потому что коэффициент перед корнем больше и $v_1 > v_1''$; в зависимости от давления и температуры перегретого пара значения $c_{кр}$ изменяются в пределах от 450 до 650 $м/сек$.

Сечение $f_{мин}$, соответствующее скорости $c_{кр}$, по уравнению (9-22)

$$f_{мин} = \frac{G}{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \frac{p_1}{v_1}}}$$

при прежнем допущении

для перегретого водяного пара ($k = 1,3$)

$$f_{мин} = \frac{G}{2,09 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} \quad м^2; \quad (12-15)$$

для сухого насыщенного (в начале расширения)

$$f_{мин} = \frac{G}{1,99 \sqrt{\frac{p_1}{v_1''}}} \quad м^2 \quad (12-16)$$

Действительный процесс истечения всегда связан с наличием трения, а следовательно, и с потерей работы. При наличии трения адиабатический процесс расширения как необратимый сопровождается увеличением энтропии и изо-

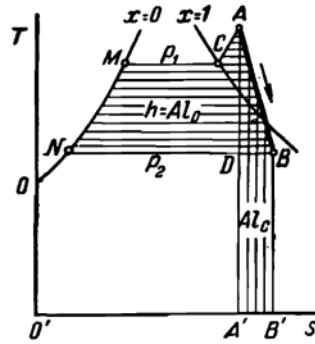


Рис. 12-16.

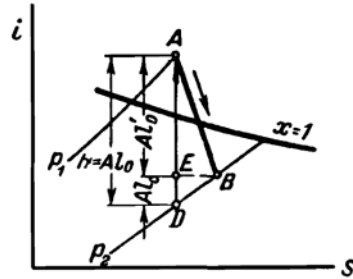


Рис. 12-17.

бражается соответственно для пара в системах Ts и is некоторой условной кривой AB (рис. 12-16 и 12-17). По уравнению (9-10), справедливому и для обратимых, и для необратимых процессов, располагаемая работа при обратимом адиабатическом расширении AD (без трения)

$$Al_0 = A \frac{c^2}{2g} = i_a - i_d = h$$

и изображается в системе Ts площадью $MCADN$, а в системе is — длиной адиабаты AD . Располагаемая же работа при действительном процессе расширения AB (с трением) по тому же уравнению (9-10)

$$Al'_0 = A \frac{c'^2}{2g} = i_a - i_b.$$

Так как $i_b > i_d$, то $Al'_0 < Al_0$ и $c' < c$. Потеря от трения в располагаемой работе

$$Al_c = Al_0 - Al'_0 = i_a - i_d - (i_a - i_b) = i_b - i_d$$

и изображается в системе Ts пл. $DBB'A'$, а в системе is — вертикальным отрезком \overline{ED} . Что касается действительной располагаемой работы Al'_0 , то она, будучи равна $Al'_0 =$

$= Al_0 - Al_c$, изображается в системе Ts разностью пл. $MCADN$ и $DBB'A'$, а в системе is — разностью отрезков \overline{AD} и \overline{ED} , т. е. вертикальным отрезком \overline{AE} . Здесь, как видим, опять сказываются ценные свойства диаграммы is .
Скорость истечения, соответствующая теплопадению $Al'_0 = i_a - i_b$ по уравнению (9-12),

$$c' = 91,5 \sqrt{i_a - i_b}$$

меньше теоретической $c = 91,5 \sqrt{h}$, так что можно писать:

$$c' = \varphi c,$$

где φ — так называемый скоростной коэффициент сопла, меньший единицы и равный в среднем для сопел паровых турбин 0,95.

Потеря работы вследствие трения сказывается в уменьшении окончательной скорости истечения и может быть выражена следующим образом:

$$l_c = \frac{c^2}{2g} - \frac{c'^2}{2g} = \frac{c^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{c'}{c} \right)^2 \right] = \frac{c^2}{2g} (1 - \varphi^2) = \zeta \frac{c^2}{2g},$$

а в тепловых единицах:

$$Al_c = A \zeta \frac{c^2}{2g} = \zeta Al_0 = \zeta h, \quad (12-17)$$

где $\zeta = 1 - \varphi^2$ — так называемый коэффициент потери энергии в сопле.

Поэтому если даны начальное и конечное состояния пара, т. е. точки A и B в диаграмме is (рис. 12-17) то, проведя через точку B горизонталь до пересечения ее в точке E с вертикалью через точку A , мы получим потерю Al_c в виде отрезка вертикали \overline{ED} , а коэффициент потери энергии как отношение $\zeta = \frac{Al_c}{Al_0} = \frac{\overline{ED}}{\overline{AD}}$. Если же дана начальная точка A и коэффициент ζ , то, отложив от точки D отрезок $\overline{DE} = \zeta h$ и проведя через точку E горизонталь, мы получим в пересечении ее с изобарой p_2 конечную точку процесса B , определяющую значение удельного объема v_2 , необходимое для расчета выходного сечения сопла f_2 . Знания действительного характера кривой AB , т. е. ее промежуточных точек, для расчета сопла, как мы видим, не требуется.

Если при истечении пар проходит через местное резкое сужение и мнется, то изменение его состояния при мятни нагляднее и проще всего устанавливается из диаграммы $i-s$ (рис. 12-18), так как вследствие основного условия $i_1 = i_2$ начальная и конечная точки лежат на одной горизонтали.

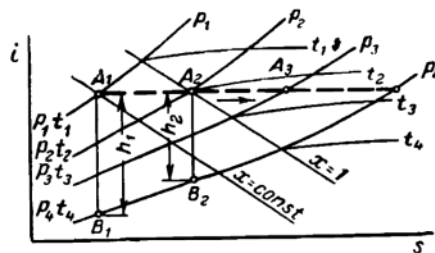


Рис. 12-18.

Из диаграммы хорошо видно, что влажный пар (точка A_1) при мятни подсушивается, сухой насыщенный (точка A_2) перегревается, а перегретый (точка A_3) увеличивает свой перегрев.

Из характера верхней пограничной кривой водяного пара в системе $i-s$ и положения критической точки k

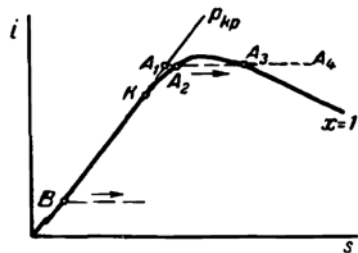


Рис. 12-19.

следует, что при мятни перегретого пара высокого давления и относительно небольшого перегрева, например состояния точки A_1 , он сначала переходит в сухой насыщенный (точка A_2), затем — во влажный, а при увеличивающемся мятни высушивается (точка A_3) и снова переходит в перегретый (точка A_4). Из рис. 12-19 видно также, что при мятни жидкости температуры кипения (точка B) она переходит в пар.

При мятни пара его температура падает: в области насыщения это вполне очевидно, так как меньшему давлению насыщенного пара соответствует вполне определенная более низкая температура: так, например, при мятни пара

состояния точки A_1 (рис. 12-18) до давления p_2 (точка A_2) его температура понижается с t_1 до t_2 . В области перегретого пара понижение температуры при мятии сказывается слабее; так, например, при мятии сухого насыщенного пара от давления p_2 (точка A_2) до давления p_3 (точка A_3) его температура понижается до некоторого промежуточного значения между t_2 и t_3 ; в случае же насыщенного пара она упала бы до t_3 . Падение температуры перегретого пара при мятии тем меньше, чем он более перегрет, потому что изотермы перегретого пара по мере их удаления от верхней пограничной кривой выпрямляются, получая почти горизонтальный характер.

Для перегретого водяного пара падение температуры в зависимости от давления и температуры составляет:

$$\Delta t = 0,7\Delta p + 3\Delta p, [^\circ\text{C}]$$

где Δp в кг/см^2 .

Для перегретых паров с достаточным приближением можно полагать, как и для газов, при мятии

$$p_1 v_1 = p_2 v_2;$$

так, например, для перегретого водяного пара при $i_1 = i_2 = 700 \text{ ккал/кг}$ и

$$p = 50 \quad 20 \quad 8 \quad 6 \text{ атм}$$

$$pv = 2,32 \quad 2,34 \quad 2,34 \quad 2,36 \text{ кг}\cdot\text{м/кг}$$

Как всякий необратимый процесс, мятие связано с потерей располагаемой работы, что отчетливо видно из рис. 12-18. Пару начального состояния точки A_1 при его адиабатическом расширении до давления p_4 соответствует теплопадение h_1 . После мятия до давления p_2 (точка A_2), несмотря на сохранение начального теплосодержания неизменным, теплопадение при расширении до того же давления p_4 уменьшается до h_2 ; чем мятие сильнее, тем потери располагаемой работы больше.

Пример 12-12. Перегретый водяной пар давлением $p_1 = 14 \text{ атм}$ с температурой 400°C расширяется адиабатически в сопле до давления $p_2 = 2,5 \text{ атм}$. Рассчитать сопло.

В данном случае

$$p_{кр} = 0,546 p_1 = 0,546 \cdot 14 = 7,65 \text{ атм} > p_2.$$

г. е. сопло должно расширяться к выходу.

Из диаграммы is теплопадение $h = 104$ ккал/кг, так что скорость выхода пара из сопла по уравнению (9-12)

$$c_2 = 91,5 \sqrt{104} = 943 \text{ м/сек.}$$

Из диаграммы же удельный объем в выходном сечении

$$v_2 = 0,8 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Выходное сечение сопла

$$f_2 = \frac{Gv_2}{c_2} = \frac{0,8}{943} G = 0,00085G \text{ м}^2,$$

а самое узкое сечение по уравнению (12-15)

$$f_{\text{мин}} = \frac{G}{2,09 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} = \frac{G}{2,09 \sqrt{\frac{140\,000}{0,222}}} = 0,0006G \text{ м}^2$$

и, следовательно,

$$\frac{f_2}{f_{\text{мин}}} = \frac{0,00085G}{0,0006G} = 1,4.$$

Пример 12-13. Сухой насыщенный пар давлением 12 *ата* расширяется в сопле до давления 4 *ата*, выходя из него с влажностью 6%. Определить действительную скорость выхода пара из сопла и потерю в сопле.

Из диаграммы is находим при обозначениях фиг. 12-17:

$$i_a = 665 \text{ ккал/кг}; i_b = 623 \text{ ккал/кг}; i_d = 617 \text{ ккал/кг};$$

следовательно,

$$c' = 91,5 \sqrt{i_a - i_b} = 91,5 \sqrt{665 - 623} = 593 \text{ м/сек.}$$

Потеря теплопадения

$$Al_c = i_b - i_d = 623 - 617 = 6 \text{ ккал/кг},$$

а так как теоретический перепад тепла

$$h = i_a - i_d = 665 - 617 = 48 \text{ ккал/кг},$$

то коэффициент потери энергии в сопле по уравнению (12-17)

$$\zeta = \frac{Al_c}{h} = \frac{6}{48} = 0,125.$$

т. е. 12,5% теплопадения теряется на трение.

Пример 12-14. Пар начального состояния 10 *ата* и 350° С расширяется в сопле до давления $p_2 = 6$ *ата*. Рассчитать сопло при скоростном коэффициенте $\varphi = 0,95$.

Так как пар в начальном состоянии перегрет, то

$$p_{кр} = 0,546 \cdot 10 = 5,46 \text{ ата} < p_2,$$

т. е. сопло должно суживаться к выходу, так что достаточно определить выходное сечение f_2 .

Теоретическое теплопадение из диаграммы is

$$h = 32 \text{ ккал/кг};$$

коэффициент потери энергии при истечении

$$\zeta = 1 - \varphi^2 = 1 - 0,95^2 = 0,1$$

и, следовательно, потеря в сопле

$$Al_c = \zeta h = 0,1 \cdot 32 = 3,2 \text{ ккал/кг}.$$

Отложив ее в диаграмме отрезком \overline{DE} (фиг. 12-17) и проведя через точку E горизонталь, находим в пересечении ее с изобарой $p_2 = 6 \text{ ата}$ точку B , для которой $v_2 = 0,4 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Действительное теплопадение

$$Al'_0 = h - Al_c = 32 - 3,2 = 28,8 \text{ ккал/кг},$$

а соответствующая ему скорость

$$c_2 = 91,5 \sqrt{28,8} = 492 \text{ м/сек},$$

площадь же выходного сечения сопла

$$f_2 = \frac{Gv_2}{c_2} = \frac{0,4}{492} G = 0,000812G \text{ м}^2.$$

Пример 12-15. Перегретый пар давлением 35 ата и 350° С мнется при проходе через клапан до 25 ата . Определить температуру пара за клапаном и потерю теплопадения при расширении до $0,1 \text{ ата}$.

Проведя в диаграмме is горизонталь через точку пересечения изобары $p_1 = 35 \text{ ата}$ и изотермы $t_1 = 350^\circ \text{ С}$ до пересечения с изобарой $p'_1 = 25 \text{ ата}$, находим температуру $t'_1 = 340^\circ \text{ С}$. Из этой же диаграммы находим:

$$h_1 = 238 \text{ ккал/кг} \text{ и } h'_1 = 226 \text{ ккал/кг};$$

относительная потеря

$$\frac{h_1 - h'_1}{h_1} = \frac{238 - 226}{238} = 0,0505,$$

т. е. свыше 5%.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ПАРСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

13-1. Цикл Карно для насыщенного пара. В своем месте (§ 5-2 и 5-10) мы установили, что в данных пределах температуры наибольшую экономичность при переводе тепла в работу дает круговой процесс Карно, причем его к. п. д. не зависит от природы работающего тела. Поэтому вполне резонно, по крайней мере теоретически, пытаться осуше-

ствить в паросиловой установке цикл Карно и работать насыщенным водяным паром, поскольку получение его наиболее просто и доступно.

Такой круговой процесс, реализуемый полностью в области насыщения, представлен в системах $p-v$ и $T-s$ на рис. 13-1 и 13-2. Изотермический процесс AB есть, очевидно, процесс парообразования при постоянном давлении p_1 , соответствующем температуре $T_{н1}$, с кипящей водой в точке A и сухим насыщенным паром в точке B , который затем расширяется по адиабате BC , увлажняясь при этом. Изо-

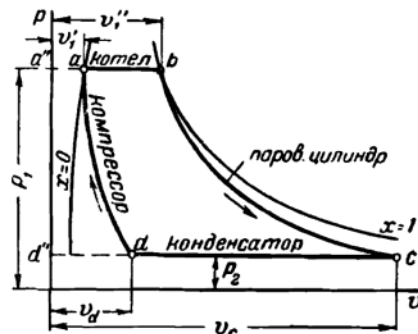


Рис.

термический процесс CD есть процесс отвода тепла от влажного пара при постоянном давлении p_2 , соответствующем температуре $T_{н2}$, причем большая часть пара конденсируется в воду. Цикл замыкается адиабатическим сжатием DA , в результате которого смесь воды и пара состояния точки D переводится полностью в воду состояния точки A , т. е. температуры $T_{н1}$ и давления p_1 .

Очевидно, что осуществить практически все четыре процесса цикла Карно в одном и том же рабочем пространстве, например в цилиндре паровой машины или в турбине, невозможно, и, следовательно, они должны быть разделены по месту. Зато вполне осуществима установка, представленная схематически на рис. 13-3 и работающая следующим образом.

Процесс парообразования AB происходит в паровом котле A , из которого сухой насыщенный пар давлением p_1 поступает по трубопроводу в цилиндр B паровой машины и

вводится в него с левой стороны поршня, начиная с крайнего левого его положения, представленного на рис. 13-3, в количестве G кг. При установившемся процессе такое же весовое количество питательной воды должно одновременно подаваться в котел и превращаться в нем в сухой насыщенный пар давлением p_1 ; при этом условии давление пара в котле, а следовательно, и в цилиндре во время впуска в него пара остается неизменным. Если в координатной системе pV откладывать как абсциссы объемы пара в цилиндре V и как ординаты—его давления p , то мы получим так называемую индикаторную диаграмму (§ 7-3); в ней период впуска или наполнения представится отрезком горизонтали fb , причем, очевидно, $V_b = Gv_1''$. Объем пара V_b , а следовательно, и весовое количество G , поступающее в цилиндр при впуске, должны быть выбраны так, чтобы пар, расширяясь от точки b адиабатически, понизил свое давление в конце хода поршня (точка c —правое мертвое положение поршня) до да-

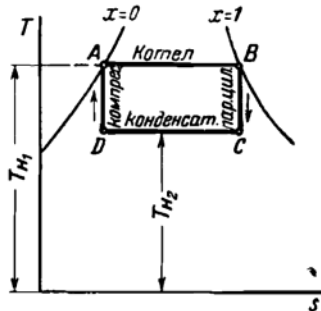


Рис. 13-2.

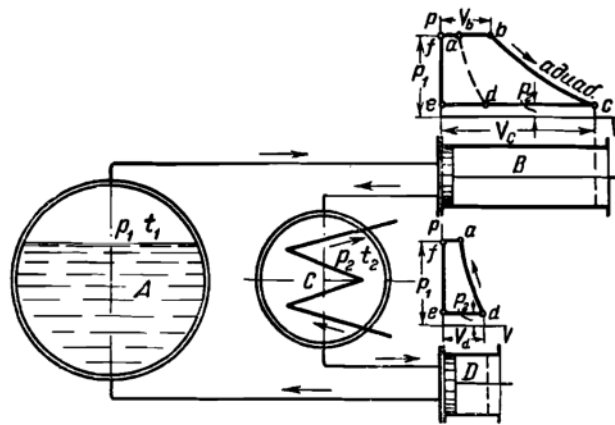


Рис. 13-3.

ления p_2 кругового процесса; в таком случае адиабатическое расширение BC кругового процесса осуществляется в паровом цилиндре. При обратном ходе поршня весь пар объема $V_c = Gv_c$ выталкивается поршнем из цилиндра в конденсатор C , через который непрерывным потоком прогоняется по трубам охлаждающая вода. Конденсатор должен быть так рассчитан, чтобы в результате отвода от пара тепла в нем получалась смесь воды и пара состояния точки D (рис. 13-2). При установившемся процессе одновременно с поступлением в конденсатор G кг отработавшего пара идет отвод от него тепла и удаление того же весового количества смеси с повышенным влагосодержанием. В этих условиях давление в конденсаторе, а следовательно, и в цилиндре во время выпуска из него пара будет неизменно и равно p_2 ; соответственно с этим период выпуска пара из цилиндра изображается в индикаторной диаграмме горизонталью ce . В точке e , т. е. левом мертвом положении поршня, специальный клапан или золотник снова открывает доступ в цилиндр свежему котельному пару, давление в цилиндре мгновенно поднимается с p_2 до p_1 по вертикали ef , в него поступает новая порция пара в количестве G кг, и описанный нами процесс повторяется.

Изотермический и одновременно изобарический процесс CD осуществляется, очевидно, в конденсаторе; получающаяся же в конденсаторе смесь объема $V_d = Gv_d$ отсасывается из него компрессором D при полном ходе его поршня, начиная с левого мертвого положения. Так как давление в конденсаторе неизменно и равно p_2 , то и давление в цилиндре компрессора во время всасывания равно $p_2 = \text{const}$; в индикаторной диаграмме компрессора период всасывания изображается поэтому горизонталью ed . В правом мертвом положении поршня всасывающий клапан компрессора закрывается, и при обратном ходе смесь сжимается поршнем по адиабате da до давления p_1 . При этом давлении, как хорошо видно из рис. 13-1, мы получим в компрессоре воду того же состояния, что и в паровом котле; в точке a открывается нагнетательный клапан, и до конца хода поршня компрессора эта вода в объеме $V_a = Gv_1$ подается при постоянном давлении p_1 в паровой котел, где она сообщением ей теплоты парообразования r_1 переводится в сухой насыщенный пар, т. е. в пар того же состояния и того же весового количества G кг, которое поступило при впуске в паровой цилиндр.

Периоду нагнетания компрессора в его индикаторной

диаграмме соответствует горизонталь af ; в левом мертвом положении поршня (точка f) нагнетательный клапан закрывается, снова открывается всасывающий клапан, сообщаящий компрессор с конденсатором, давление в компрессоре мгновенно понижается с p_1 до p_2 по вертикали fe , поршень идет направо, всасывая смесь в цилиндр, и процесс компрессора повторяется. Таким образом, в компрессоре осуществляется адиабатическое сжатие DA .

В результате полного кругового процесса G кг пара в паровом цилиндре получается работа, измеряемая пл. $fbce$ его индикаторной диаграммы, на привод компрессора затрачивается работа, соответствующая пл. $fade$ и, следовательно, в конечном счете машина совершает положительную работу, равную разности этих двух работ. Наложив индикаторную диаграмму компрессора на индикаторную диаграмму парового цилиндра так, чтобы их координатные оси совпали, мы получим работу машины за один цикл G кг пара в виде площади $abcd$ (рис. 13-3).

В разбираемом нами случае разность индикаторных работ парового цилиндра и компрессора равна работе кругового процесса G кг пара, в чем легко убедиться, сопоставив замкнутую фигуру $abcd$ рис. 13-3 с кривой цикла $abcd$ для 1 кг пара (рис. 13-1). Они различаются только тем, что абсциссы первой в G раз больше абсциссы второй, а следовательно, и площадь первой в G раз больше второй.

Необходимо обратить внимание на коренное различие между индикаторными диаграммами и диаграммой кругового процесса в системе pv , состоящее в том, что первые дают изменения давления в соответствующем цилиндре в зависимости от положения поршня, тогда как вторая дает изменения состояния тела, а именно давления и удельного объема, при прохождении кругового процесса в различных местах установки. Вторая относится к постоянному весовому количеству тела (обычно к 1 кг); каждой же точке индикаторной диаграммы соответствует, говоря вообще, другое весовое количество тела в цилиндре. Так, например, при впуске fb (рис. 13-3) количество пара в цилиндре возрастает от 0 в точке f до G кг в точке b , а при выпуске ce уменьшается с G кг в точке c до 0 в точке e . В теоретическом процессе состояние пара при впуске и выпуске не меняется, так что горизонтали fb и ce (рис. 13-3) не являются линиями изменения состояния и, следовательно, к круговому процессу не относятся. Только адиабата bc , как относящаяся на всем протяжении к одному и тому же

количеству G кг пара, есть линия изменения состояния пара в цилиндре машины, соответствующая адиабатическому расширению bc кругового процесса.

Аналогично в индикаторной диаграмме компрессора только кривая da является линией изменения состояния, а именно адиабатического сжатия.

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{T_{н2}}{T_{н1}},$$

а работа цикла

$$Al = \eta_t q_1 = \left(1 - \frac{T_{н2}}{T_{н1}}\right) r_1,$$

где r_1 — теплота парообразования при давлении p_1 .

Как мы установили, осуществление кругового процесса Карно требует наличия, кроме парового цилиндра объемом V_c , еще компрессорного цилиндра объемом V_d ; об относительных размерах обоих цилиндров можно судить по отношению

$$\frac{V_d}{V_c} = \frac{Gv_d}{Gv_c} = \frac{v_d}{v_c}$$

Из рис. 13-1 хорошо видно, что с повышением температуры $T_{н1}$, а следовательно, и давление p_1 это отношение увеличивается; увеличивается и отношение работ компрессора l_2 и парового цилиндра l_1 , измеряемых пл. $a''add''$ и $d''bcd''$. Так как эти площади дают величину располагаемой работы при процессах ad и bc , то можно писать:

$$Al_1 = i_b - i_c \text{ и } Al_2 = i_a - i_d,$$

где i_a, i_b, i_c, i_d — теплосодержания в соответствующих точках. Так, например, при $p_2 = 0,1$ ата и

$p_1 =$	30	60	100 ата
$\frac{v_d}{v_c} =$	0,36	0,46	0,55
$Al_1 =$	200	217	223 ккал/кг
$Al_2 =$	34	62	81 ккал/кг
$\frac{l_2}{l_1} =$	0,17	0,29	0,36
$\eta_t =$	0,37	0,42	0,45

Как видим, относительный объем компрессора весьма значителен; велика и затрачиваемая на компрессор работа. Это сказывается, конечно, на размерах и стоимости установки, но на теоретический к. п. д. η_t неблагоприятно не влияет; наоборот, повышение η_t связано с увеличением $\frac{v_d}{v_c}$ и $\frac{l_2}{l_1}$. В действительных же условиях крупные размеры компрессора, расходующего значительную работу, отзываются очень неблагоприятно на экономичности установки. Дело в том, что вследствие ряда потерь и вредных сопротивлений, в частности трения, на привод компрессора затрачивается работа, большая теоретической, в результате чего действительное использование тепла понижается. Если считать, что на привод компрессора в действительности расходуется работа $l'_2 = 1,5l_2$, то, например, при $p_1 = 100 \text{ атм}$ и $p_2 = 0,1 \text{ атм}$ мы имеем:

$$Al'_2 = 1,5Al_2 = 1,5 \cdot 81 = 121,5 \text{ ккал/кг},$$

е. мы теряем на компрессоре

$$Al'_2 - Al_2 = 121,5 - 81 = 40,5 \text{ ккал/кг}.$$

Эта потеря тем больше, чем крупнее компрессор.

В результате работа установки

$$Al' = Al_1 - Al'_2 = 223 - 121,5 = 101,5 \text{ ккал/кг}$$

вместо теоретической

$$Al = Al_1 - Al_2 = 223 - 81 = 142 \text{ ккал/кг},$$

так что действительное использование тепла определяется к. п. д.

$$\eta_i = \frac{Al'}{Al} \quad \eta_i = \frac{101,5}{142} \cdot 0,45 = 0,322.$$

Если допустить отклонение от цикла Карно, видоизменив его так, чтобы отпал громоздкий компрессор, то, несмотря на неизбежное понижение к. п. д. кругового процесса η_t , такая установка на деле может дать лучшее использование тепла, чем установка, работающая по циклу Карно, не говоря об ее большей компактности и меньшей стоимости. В случае данного примера круговой процесс без компрессора с к. п. д. $\eta_t = 0,322$ был бы равноценен на деле по результатам с циклом Карно с термическим к. п. д. 0,45.

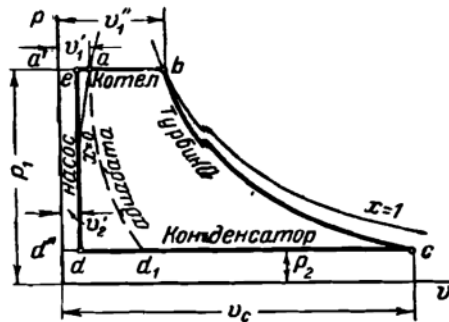


Рис. 13-4.

13-2. Цикл Ренкина. Самым простым способом освободиться от компрессора и одновременно возможно меньше отступать от цикла Карно являются сохранение неизменными процессов AB и BC этого цикла и продолжение изо-

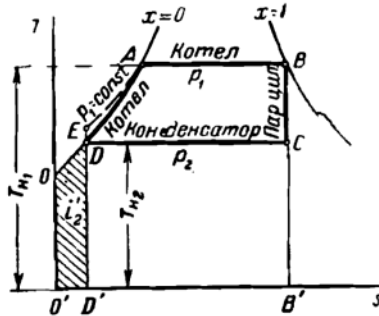


Рис. 13-5.

барического процесса в конденсаторе до тех пор, пока весь пар не превратится в воду с температурой $T_{н2}$, которую затем подают насосом в котел, где она нагревается до температуры кипения $T_{н1}$, чем цикл и замыкается (рис. 13-4 и 13-5).

Строго теоретически вода в насосе подвергается адиабатическому сжатию от давления p_2 (точка D) до давле-

ния p_1 , в результате чего ее удельный объем несколько уменьшается, а температура поднимается (точка E). На деле, однако, без ощутимой неточности можно полагать объем и температуру воды при прохождении через насос неизменными; если, кроме того, принять во внимание, что практически для воды изобара p_1 сливается с нижней пограничной кривой, а точка E — с точкой D , то мы получим круговой процесс $ABCD$ с подогревом конденсата в котле с $T_{н2}$ до $T_{н1}$ по отрезку пограничной кривой DA (рис. 13-5). В си-

стеме pv цикл изображается фигурой $abcd$, в которой изохора de соответствует прохождению конденсата через насос, а отрезок горизонтали ea — подогреву конденсата в котле до температуры кипения, так что этот отрезок есть изобара, но не изотерма, в то время как отрезок ab той же горизонтали, изображающий процесс парообразования, одновременно есть изобара и изотерма.

Этот круговой процесс носит название цикла паросиловой установки или цикла Ренкина; он может быть осуществлен в установке, подобной представленной на рис. 13-3, с заменой компрессора водяным насосом. Совершенно аналогично предыдущему пл. $a'bcd'$ (рис. 13-4) дает работу l_1 1 кг пара в паровом цилиндре или в турбине, а пл. $a'edd'$ — работу l_2 насоса; последняя очень мала по сравнению с первой. Так, в условиях нашего примера т. е. при $p_1 = 100 \text{ ата}$ и $p_2 = 0,1 \text{ ата}$, по-прежнему $Al_1 = i_b - i_c = 223 \text{ ккал/кг}$, а

$$Al_2 = A(p_1 - p_2)v_2' = \frac{(1\,000\,000 - 1\,000) \cdot 0,001}{427} = 2,34 \text{ ккал/кг}$$

и, следовательно, теоретическая работа кругового процесса

$$Al = Al_1 - Al_2 = 223 - 2,34 = 220,66 \text{ ккал/кг.}$$

Для цикла Карно в тех же условиях мы имели $Al = 142 \text{ ккал/кг}$, т. е. замена цикла Карно циклом Ренкина значительно увеличивает работу цикла за счет уменьшения работы, затрачиваемой на водяной насос цикла Ренкина, по сравнению с работой, расходуемой пароводяным компрессором цикла Карно. Тем не менее термический к. п. д. цикла Ренкина, конечно, меньше η_c цикла Карно, как наиболее выгоднейшего в данных пределах температуры, потому что большая работа цикла Ренкина связана со значительно большим расходом тепла на цикл q_1 . В цикле Карно теплота расходуется только на парообразование и $q_1 = r_1$, а в цикле Ренкина, кроме того, и на подогрев питательной воды с $T_{н2}$ до $T_{н1}$, так что теплота сообщается рабочему телу во время процессов DA и AB (рис. 13-5) и измеряется пл. $DABB'D'$, которую можно представить как разность пл. $OABB'O' = i_b$ и $ODD'O' = i_2'$, т. е.

$$q_1 = i_b - i_2'$$

работает же кругового процесса

$$Al = Al_1 - Al_2 = i_b - i_c - A(p_1 - p_2)v_2',$$

так что к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{i_b - i_c - A(p_1 - p_2)v_2'}{i_b - i_2'}$$

В условиях нашего примера

$$\eta_t = \frac{223 - 2,34}{651,7 - 45,4} = 0,37$$

против 0,45 цикла Карно; если же принять во внимание потери в насосе, при наличии которых

$$Al_2' = 1,5Al_2 = 1,5 \cdot 2,34 = 3,51 \text{ ккал/кг},$$

и, следовательно,

$$Al' = Al_1 - Al_2' = 223 - 3,51 = 219,49 \text{ ккал/кг},$$

то к. п. д. установки в действительности будет

$$\eta_i = \frac{Al'}{Al} \eta_t = \frac{219,49}{220,66} \cdot 0,37 = 0,368$$

против 0,322 цикла Карно, т. е. в действительности цикл Ренкина экономичнее цикла Карно. При этом установка компактнее и дешевле, потому что относительные размеры насоса очень малы; в случае нашего примера $\frac{v_d}{v_c} = 0,0001$

против 0,55 для цикла Карно; кроме того, так как на каждый килограмм пара мы получаем на деле за один цикл Карно 101,5 ккал/кг полезной работы (§ 13-1), за цикл Ренкина 219,49 ккал/кг, то очевидно, что при одинаковой мощности обеих установок объем парового цилиндра второй будет в $\frac{219,49}{101,5} = 2,2$ раза меньше, чем первой.

Таким образом, замена кругового процесса Карно циклом Ренкина связана с повышением действительного использования тепла и значительным уменьшением размеров установки, а следовательно, и ее веса и стоимости.

Так как к. п. д. цикла Карно не зависит от природы рабочего тела, то в этом цикле перегретый пар теоретически не имеет никаких преимуществ перед насыщенным; в цикле же Ренкина применение перегретого пара дает неко-

горое повышение η_{t1} , так легко установить из рассмотрения рис. 13-6. Перегревая пар при постоянной температуре $T_{н1}$ по отрезку изотермы BB_1 мы получим круговой процесс AB_1C_1D в тех же пределах температуры $T_{н1}$ и $T_{н2}$, что и цикл $ABCD$ насыщенного пара. Цикл AB_1C_1D можно рассматривать как состоящий из циклов $ABCD$ и BB_1C_1C ; к. п. д. первого η_{t1} меньше к. п. д. цикла Карно $\eta_{tk} = 1 - \frac{T_{н2}}{T_{н1}}$ а к. п. д. второго, являющегося циклом Карно, равен η_{tk} ; следовательно, к. п. д. η_{t1} суммарного цикла AB_1C_1D будет иметь некоторое промежуточное значение, а именно

$$\eta_{tk} > \eta_{t1} > \eta_t$$

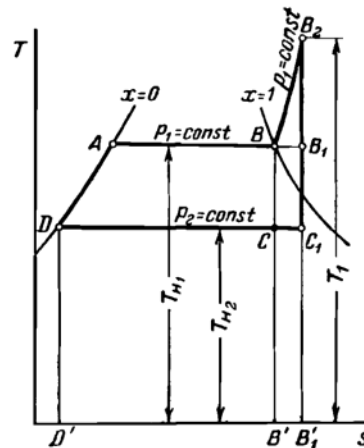
т. е. цикл AB_1C_1D экономичнее цикла $ABCD$. Дальнейшее повышение экономичности можно получить, перегревая пар не при постоянной температуре $T_{н1}$, а при постоянном давлении p_1 , по изобаре BB_2 , как это и делается в действительности.

Коэффициент полезного действия η_{t2} соответствующего кругового процесса ABB_2C_1D больше η_{t1} цикла AB_1C_1D ; это следует из общего выражения для к. п. д. любого цикла

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

где q_1 — количество тепла, сообщаемого телу;
 q_2 — количество тепла, отдаваемого телом.

Из рис. 13-6 хорошо видно, что величина q_2 , измеряемая пл. DC_1B_1D' , для обоих циклов одинакова, а q_1 цикла ABB_2C_1D , измеряемая пл. $DABB_2B_1D'$, больше, чем цикла



Р..

AB_1C_1D , измеряемая пл. $DAB_1B'_1D'$, на величину пл. BB_2B_1 , т. е.

$$\eta_{t2} > \eta_{t1} > \eta_r.$$

Этого и следовало ожидать, так как перегрев пара по изобаре BB_2 связан с повышением верхней предельной температуры цикла с $T_{н1}$ до T_1 .

В условиях нашего прежнего примера, т. е. для $p_1 = 100 \text{ ата}$, $p_2 = 0,1 \text{ ата}$ и $t_1 = 450^\circ \text{С}$, мы получаем $\eta_t = 0,4$ против $\eta_t = 0,37$ цикла Ренкина насыщенного пара. В действительности повышение экономичности работы при при-

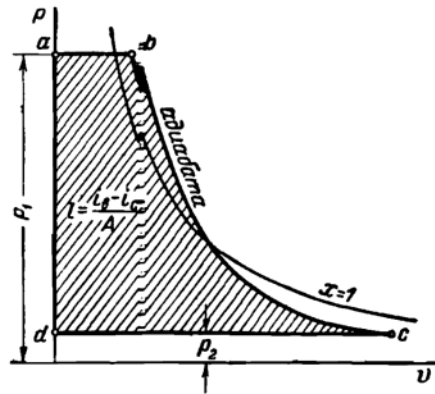


Рис. 13-7.

менении перегретого пара значительно больше теоретического, определяемого термическим к. п. д. цикла.

Цикл Ренкина с перегревом пара при постоянном давлении осуществляется в современных паросиловых установках; процесс BB_2 проходит в перегревателе, а расширение B_2C_1 — в паровой машине или турбине.

Практически, как мы знаем, пограничная кривая воды ($x=0$) в системе pv сливается с осью ординат, так что круговой процесс в этой системе изображается фигурой $abcd$ (рис. 13-7), совершенно одинаковой с индикаторной диаграммой парового цилиндра для $G=1 \text{ кг}$, несмотря на коренное различие в смысле той и другой. Из рис. 13-7 хоро-

шо видно, что работа кругового процесса равна располагаемой работе при адиабатическом расширении bc , а именно для 1 кг пара

$$Al = i_b - i_c; \quad (13-1)$$

при этом, очевидно, работа насоса ввиду ее относительно малой величины совершенно не принимается в расчет. Работа цикла Al одинакова в этом случае с индикаторной работой парового цилиндра или с работой турбины, что вполне естественно, так как работа совершается именно в них и в самой установке не расходуется (работа насоса $Al_2 \approx 0$). Равенство индикаторной работы парового цилиндра и располагаемой работы при истечении объясняется тем, что процесс прохождения пара через цилиндр можно рассматривать как процесс истечения его из парового котла с давлением p_1 в конденсатор с давлением p_2 , причем располагаемая работа идет не на увеличение скорости пара, а непосредственно передается поршню и расходуется на внешнюю работу преодоления сопротивления на валу машины. В турбинах же теплопадение переводится в соплах в располагаемую работу в виде внешней кинетической энергии пара, которая затем при проходе через вращающиеся лопаточные каналы переходит в работу на валу.

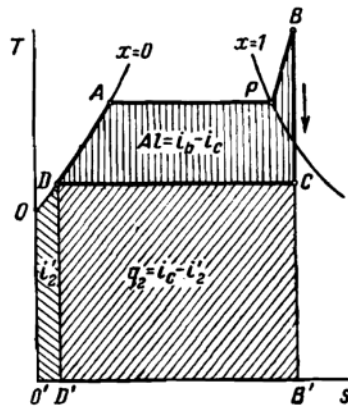


Рис. 13-8.

Пар, подводимый к машине или турбине из котла с теплосодержанием i_b , возвращается в котел насосом в виде воды с теплосодержанием i'_2 (точка D, рис. 13-8); на перевод ее в пар состояния точки B расходуется на каждый килограмм теплота

$$q_1 = i_b - i'_2,$$

так что к. п. д. кругового процесса

$$\eta_t = \frac{A_l}{q_1} = \frac{i_b - i_c}{i_b - i_2'} = \frac{h}{i_b - i_2'} \quad (13-2)$$

где $h = i_b - i_c$ — адиабатическое теплопадение.

13-3. Удельный расход пара и тепла. Относительный внутренний к. п. д. двигателя. Наряду с термическим к. п. д. кругового процесса величинами, характеризующими теоретическое использование тепла в паровых двигателях, являются удельные расходы пара и тепла. Под первым понимается весовой расход пара на 1 л. с. ч. или 1 квт·ч, под вторым — расход тепла в паре на 1 л. с. ч. или 1 квт·ч.

Так как 1 л. с. ч. = 632 ккал, а 1 квт·ч = 860 ккал, теоретическая же работа 1 кг пара в цикле Ренкина

$$A' = i_b - i_c = h,$$

то, очевидно, удельный расход пара (теоретический)

$$d_t = \frac{632}{A_l} = \frac{632}{h} \text{ кг/л. с.} \quad (13-3)$$

или

$$d_t = \frac{860}{A_l} = \frac{860}{h} \text{ кг/квт·ч.} \quad (13-4)$$

где h — адиабатическое теплопадение.

В цикле Ренкина на каждый килограмм пара расходуется теплота

$$q_1 = i_b - i_2'$$

следовательно, удельный расход тепла на 1 л. с. ч. или 1 квт·ч, на которые расходуется d_t кг пара, в связи с уравнением (13-2)

$$W_t = q_1 d_t = (i_b - i_2') \frac{632}{h} = \frac{632}{\eta_t} \text{ ккал/л. с. ч.}, \quad (13-5)$$

или

$$W_t = \frac{860}{\eta_t} \text{ ккал/квт·ч.} \quad (13-6)$$

Как видим, η_t и W_t однозначно определяют одно другое. Следовательно, удельный расход тепла W_t вполне характеризует экономичность кругового процесса.

С удельным расходом пара d_t дело обстоит иначе, как это видно, например, из соотношения

$$\eta_t = \frac{632}{W_t} = \frac{632}{q_1 d_t}$$

Действительно, при одном и том же d_t , а следовательно, h [уравнение (13-3)] к. п. д. η_t будет различен в зависимости от величины $q_1 = i_b - i'_2$; другими словами, удельный расход пара d_t сам по себе не определяет экономичность цикла, т. е. его. Так, например, при

p_1	t_1	p_2	h	q_1	d_t
10	320	1	115	738,4	99,2
18	230	1,2	115	683,3	104,38

т. е. при одинаковом удельном расходе пара второй цикл экономичнее.

Термический к. п. д. цикла η_t учитывает, как мы знаем, одну только потерю, а именно отброс тепла q_2 кругового процесса. В действительности к ней добавляется ряд потерь в цилиндре паровой машины или в корпусе турбины, уменьшающих действительную работу пара в двигателе, так называемую внутреннюю работу l_i . Отношение

$$\eta_{oi} = \frac{l_i}{l} = \frac{Al_i}{h} \quad (13-7)$$

учитывает эти дополнительные потери внутри двигателя, связанные с отклонением действительного процесса пара в машине или турбине от теоретического; его называют относительным внутренним к. п. д. двигателя.

Действительное использование теплоты q_1 , сообщаемой пару в котле, при переводе ее в работу оценивается аналогично, как в теоретическом цикле, отношением

$$\eta_i = \frac{Al_i}{h}; \quad (13-8)$$

это так называемый абсолютный внутренний к. п. д. двигателя: он учитывает, очевидно, как потерю

цикла q_2 , так и дополнительные внутренние потери в двигателе. Нетрудно видеть, что

$$\eta_i = \frac{Al_i}{q_1} = \frac{i_l}{i} \cdot \frac{Al}{q_1} = \eta_{oi} \eta_t \quad (13-9)$$

Практический интерес представляет конечно, не столько к. п. д. цикла η_t , как абсолютный внутренний к. п. д. η_i .

Пример 13-1. Определить к. п. д. η_t цикла Ренкина с перегретым паром при $p_1 = 10 \text{ ата}$, $t_1 = 350^\circ \text{С}$ и $p_2 = 0,1 \text{ ата}$, а также удельный расход тепла и пара теоретического процесса.

Из графика is находим:

$$i_b = 754 \text{ ккал/кг} \text{ и } h = i_b - i_c = 202 \text{ ккал/кг},$$

так что по уравнению (13-2)

$$\eta_t = \frac{i_b - i_c}{i_b - i_2} = \frac{202}{754 - 45,4} = \frac{202}{709,6} = 0,285.$$

Теоретический удельный расход тепла в паре на 1 л. с.

$$W_t = \frac{632}{\eta_t} = \frac{632}{0,285} = 2\,220 \text{ ккал/л. с. ч.},$$

а расход пара

$$d_t = \frac{632}{Al} = \frac{632}{h} = \frac{632}{202} = 3,13 \text{ кг/л. с. ч.}$$

При работе без перегрева сухим насыщенным паром мы имели бы соответственно:

$$i_b = 663 \text{ ккал/кг}; \quad i_b - i_c = 166 \text{ ккал/кг};$$

$$\eta_t = \frac{166}{663 - 45,4} = \frac{166}{617,6} = 0,268;$$

$$W_t = \frac{632}{0,268} = 2\,360 \text{ ккал/л. с. ч.} \text{ и } d_t = \frac{632}{166} = 3,8 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Для цикла же Карно сухого насыщенного пара

$$\eta_t = 1 - \frac{T_{n2}}{T_{n1}} = 1 - \frac{273 + 45,45}{273 + 179,04} = 0,295,$$

$$Al = \eta_t q_1 = \eta_t r_1 = 0,295 \cdot 482,1 = 142,5 \text{ ккал/кг};$$

$$W_t = \frac{632}{0,295} = 2\,140 \text{ ккал/л. с. ч.} \text{ и } d_t = \frac{632}{142,5} = 4,44 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Как видим, самый большой расход пара получается при цикле Карно, несмотря на то, что этот цикл наиболее экономичен, как показывают цифры удельного расхода тепла. Таким образом, мы имеем подтверждение того, что удельный расход пара сам по себе далеко не показатель.

13-4. Способы повышения к. п. д. паросилового цикла. Из уравнения (13-2)

$$\eta_t = \frac{i_b - i_c}{i_b - i_2'} = \frac{h}{i_b - i_2'}$$

отчетливо видно, что к. п. д. η_t зависит от трех величин: i_b , i_c и i_2' . Энтальпия свежего пара i_b определяется его давлением p_1 и температурой t_1 ; энтальпия питательной воды i_2' определяется давлением конца расширения p_2 (давление в конденсаторе); параметры же p_1 , t_1 и p_2 устанавливают энтальпию пара i_c в конце адиабатического расширения. Таким образом, по сути дела к. п. д. η_t вполне определяется параметрами p_1 , t_1 и p_2 . Исследуем в отдельности их влияние на к. п. д. η_t и одновременно установим, какими способами может быть повышен η_t .

Разберем сначала влияние начального давления p_1 . Из диаграммы is (рис. 13-9) можно установить, что с повышением начального давления p_1 при постоянных t_1 и p_2 уменьшается энтальпия свежего пара i_b и одновременно увеличивается теплопадение h , так что в результате к. п. д. η_t возрастает.

Так например, для перегретого пара с температурой $t_1 = 400^\circ\text{C}$ и при давлении в конденсаторе $p_2 = 0,04 \text{ атa}$ при

$p_1 = 20$	30	60	100 атa
$\eta_t = 34,9$	36,7	39,4	41,2%

Эти цифры вполне объясняют тот факт, что развитие паросиловых установок неразрывно связано с повышением котельных давлений.

Особенно наглядно можно проследить это на примере развития энергетики Советского Союза. После Октябрьской революции энергетика в нашей стране развивалась очень высокими темпами, а новые электростанции сооружались с расчетом на все более высокое давление пара. Если по плану ГОЭЛРО предусматривалось строительство тепловых электростанций, рассчитанных в своем большинстве на давление 20 атa, то уже в годы первой пятилетки широкое распространение получили установки, работающие на водяном паре с давлением 30—37 атa. В дальнейшем, еще

в предвоенные годы, был осуществлен массовый перевод паросиловых установок на давление 31,5 *ата*. Кроме того, в те же годы были пущены станции высокого давления (от 60 до 140 *ата*).

Но особенно быстрым темпом пар высокого давления начал внедряться в энергетику после окончания Отечественной войны. В послевоенные годы было создано большое число установок, рассчитанных на давление 100 *ата*. В настоящее время уже созданы мощные теплосиловые агрегаты на давление 170 *ата* и более. Имеются опытные установки, работающие на водяном паре с давлением 300 *ата*.

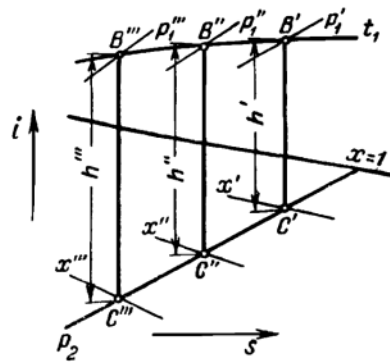


Рис. 13-9.

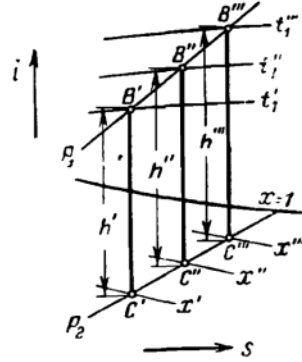


Рис. 13-10.

Неблагоприятным следствием повышения начального давления является увеличение влажности пара в конце расширения, отчетливо видное из диаграммы *is* (рис. 13-9) при $p_1''' > p_1'' > p_1'$ и одновременно $x''' < x'' < x'$; повышенная же влажность увеличивает потери в турбине, учитываемые к. п. д. η_{oi} , и следовательно, уменьшает действительное использование тепла, оцениваемое к. п. д. η_i . Таким образом, повышение котельного давления, увеличивая к. п. д. цикла Ренкина η_r , при большой влажности в конце расширения может повести к понижению действительной экономичности установки. Кроме того, что очень существенно, чрезмерная влажность в конце расширения (свыше 12%) ведет к быстрому износу и порче турбинных лопаток.

Влажность пара в конце расширения может быть уменьшена повышением температуры перегрева t_1 , как это видно

диаграммы is (рис. 13-10) при $t_1''' > t_1'' > t_1'$ и одновременно $x''' > x'' > x'$. Поэтому вполне естественно, что повышение котельного давления p_1 вызывает необходимость увеличения температуры перегрева t_1 . Повышение температуры t_1 при постоянных p_1 и p_2 как высшей температуры кругового процесса увеличивает к. п. д. цикла η_t , хотя в общем и не очень сильно, потому что одновременно с увеличением теплопадения h возрастает и теплосодержание i_6 . Так, например, для $p_1 = 25 \text{ ата}$ и $p_2 = 0,04 \text{ ата}$ при

$t_1 =$	300	350	400	450	500	550	600°С
$\eta_t =$	35,2	35,6	36,2	37,0	37,6	38,4	39,2%

Действительная экономия, получающаяся при применении высоко перегретого пара, значительно больше теоретической.

Поэтому история развития теплотехники характеризуется одновременным ростом как давления, так и температуры водяного пара. Если по плану ГОЭЛРО предусматривалось строительство тепловых электрических станций, работающих на водяном паре с температурой порядка 375°С, то уже в годы первой пятилетки в основном строились электростанции, рассчитанные на работу с водяным паром, имеющим начальную температуру порядка 400—450°С. В 1933 г. в Москве была пущена теплоэлектростанция, работающая на водяном паре при $p = 140 \text{ ата}$ и $t = 500^\circ\text{С}$.

После победного окончания Отечественной войны началось массовое внедрение пара высоких давления и температуры ($p = 100 \text{ ата}$, $t = 500^\circ\text{С}$). В настоящее время уже нашло промышленное использование пар с начальной температурой 550°С, а в опытных установках—даже с температурой 600°С.

Одним из способов повышения экономичности работы паросиловой установки, позволяющим одновременно снизить влажность пара на выходе из турбины, является вторичный перегрев пара. Этот способ состоит в том, что пар в результате расширения в турбине приближенный к состоянию насыщения, отводят в специальный перегреватель, где он подвергается повторному перегреву, затем возвращают в турбину, где продолжается расширение до давления p_2 в конденсаторе.

Принципиальная схема установки с вторичным перегревом дана на рис. 13-11: A —котел; B —первый перегреватель.

ватель; C —турбина; D —вторичный перегреватель; E —конденсатор; H —насос.

Вторичный перегрев, естественно, видоизменяет круговой процесс пара, который изображается в системе Ts площадкой $APBCB_1C_1D$ (рис. 13-12), отрезок изобары CB_1 соответствует самому процессу вторичного перегрева при

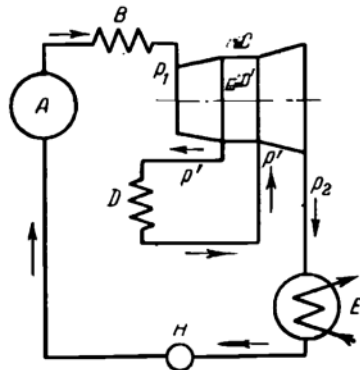


Рис. 13-11.

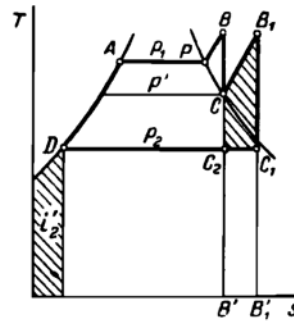


Рис. 13-12.

постоянном давлении p' . Без вторичного перегрева установка работала бы по циклу $APBC_2D$; как видим, вторичный перегрев уменьшает влажность в конце расширения ($x_{c_1} > x_{c_2}$) и увеличивает тепловой перепад на величину заштрихованной площади $CB_1C_1C_2$ за счет дополнительного расхода тепла во втором перегревателе, измеряемого пл. $CB_1B'_1B'$. Коэффициент полезного действия кругового процесса $APBCB_1C_1D$

$$\eta_t = \frac{i_b - i_c + i_{b1} - i_{c1}}{i_b - i'_2 + i_{b1} - i_c}, \quad (13-10)$$

а цикла $APBC_2D$ без вторичного перегрева

$$\eta'_t = \frac{i_b - i_{c2}}{i_b - i'_2} \quad (13-11)$$

Примерными подсчетами можно установить, что в зависимости от выбора давления вторичного перегрева p' к. п. д. η_t может быть больше, равен или меньше η'_t , т. е.

вторичный перегрев может даже повести к ухудшению теоретического использования тепла, как это видно из рис. 13-13. В каждом отдельном случае имеется определенное значение давления p' , которому соответствует максимальный η_t . Ухудшение экономичности процесса при запоздалом перегреве объясняется тем, что в этом случае теплота вторичного перегрева почти не используется в турбине, а уносится в конденсатор.

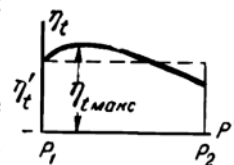


Рис. 13-13.

Теоретическая экономия, даваемая вторичным перегревом, в общем не очень велика. Действительная экономия больше теоретической, потому что вторичный перегрев уменьшает влажность в конце расширения, вследствие чего уменьшаются внутренние потери в ступенях турбины. Влажность в конце расширения с вторичным перегревом доходит до 8%, будучи при прочих одинаковых условиях тем больше, чем выше начальное давление p_1 , а следовательно, чем больше влажность в конце расширения без вторичного перегрева. Кроме экономии в расходе тепла, вторичный перегрев увеличивает срок службы турбинных лопаток.

Очень действенным средством для повышения термического к. п. д. η_t является понижение конечного давления расширения p_2 . Так, например, при $p_1 = 30 \text{ ата}$ и $t_1 = 400^\circ \text{C}$ для

$p_2 = 1$	0,1	0,08	0,06	0,04	0,02 ата
$\eta_t = 25,5$	33,9	34,7	35,5	36,7	38,5% ₀

Понижение давления p_2 , которое имеет пар, уходя из машины или турбины, ниже атмосферного достигается выпуском пара в конденсатор, в котором искусственно поддерживается разрежение (вакуум), получающееся в результате отдачи паром теплоты охлаждающей воде и его конденсации. Температура конденсата, а следовательно, и давление в конденсаторе в общем тем ниже, чем ниже температура охлаждающей воды и чем больше так называемая кратность охлаждения, т. е. весовой расход охлаждающей воды на каждый килограмм пара. При данной температуре воды увеличение кратности охлаждения, говоря вообще, понижает p_2 и, следовательно, повышает

η_i ; но одновременно увеличивается расход энергии на циркуляционный насос, прогоняющий воду через конденсатор. Поэтому в каждом отдельном случае существует экономически наиболее выгодный вакуум, который в турбинных установках обыкновенно не превышает 96% ($p_2=0,04 \text{ ата}$).

Работа чисто силовых установок без конденсации, т. е. с выпуском отработавшего пара в атмосферу ($p_2=1 \text{ ата}$), как это имеет место в большинстве паровозов, очень неэкономична; так, например, при $p_1=16 \text{ ата}$, $t_1=350^\circ \text{C}$ и $p_2=1 \text{ ата}$ к. п. д. $\eta_i=21,2\%$, тогда как при тех же начальных параметрах и $p_2=0,1 \text{ ата}$ $\eta_i=33,3\%$. Однако работа с глубоким вакуумом в современных паровозах практически невыполнима, так как цилиндры конденсационной машины даже при вакууме 90% вследствие большого удельного объема пара при низких давлениях получают такие большие размеры, что не помещаются в принятых габаритах. Применение глубокого вакуума на паровозах возможно лишь путем замены поршневой машины паровой турбиной как более компактным двигателем. Имеется несколько исполненных турболокомотивов, но распространения ввиду их сложности, а следовательно, и недостаточной надежности в эксплуатации они не получили.

Ввиду сказанного паровоз является неэкономичным двигателем, производство паровозов в Советском Союзе полностью прекращено.

Следует отметить, что в таких установках, в которых отработавший пар выпускается в атмосферу и в котел в виде конденсата не возвращается, а котел питается свежей водой с температурой $< T_{н2}$, круговой процесс, строго говоря, не осуществляется. Тем не менее и в этом случае можно говорить о круговом процессе, если представить себе, что отработавший пар охлаждается, конденсируясь в атмосфере, до температуры питательной воды (точка E) по линии CDE (рис. 13-14). В таком случае мы получаем круговой процесс $EDAPBCD$, при котором пару сообщается теплота $q_1 = \text{пл. } EAPBB'E' = i_b - i'$; от него отводится теплота $q_2 = \text{пл. } EDCB'E' = i_c - i'$ и совершается работа $Al = q_1 - q_2 = i_b - i_c = \text{пл. } APBCD$. Коэффициент полезного действия этого кругового процесса

$$\eta_i = \frac{Al}{q_1} = \frac{i_b - i_c}{i_b - i'}$$

меньше к. п. д. цикла Ренкина $APBCD$, так как при одинаковой для обоих циклов работе расход тепла в первом на величину пл. $EDD'E' = i'_2 - i'$ больше. Так, например, при $p_1 = 16 \text{ атм}$, $t_2 = 350^\circ$ и $p_2 = 1 \text{ атм}$ к. п. д. цикла Ренкина равен $21,2\%$, а при температуре питательной воды 15°C , т. е. $i' = 15 \text{ ккал/кг}$, к. п. д. $\eta_t = 18,7\%$.

13-5. Бинарный цикл. Коэффициент полезного действия цикла Ренкина с перегретым паром, осуществляемого в современных паросиловых установках, в отличие от цикла Карно зависит, как мы видели (§ 13-14), не только от температуры свежего пара t_1 , но и от его давления p_1 , т. е. от температуры насыщения $t_{н1}$ котельного пара, возрастающая с ее увеличением. Это обстоятельство подтверждает основное положение термодинамики, согласно которому теплота в круговом процессе должна сообщаться телу при возможно более высоких температурах; $t_{н1}$ же есть температура процесса парообразования в котле. В случае водяного пара повышение температуры $t_{н1}$ ограничено сравнительно низким значением критической температуры $t_{кр} \approx 374^\circ\text{C}$, связанной при том с весьма высоким давлением $p_{кр} \approx 225 \text{ атм}$. При температуре перегретого пара $t_1 = 450^\circ\text{C}$, предельном значении температуры насыщения $t_{н1} = t_{кр} = 374^\circ\text{C}$ и $p_2 = 0,04 \text{ атм}$ ($t_{н2} = 28,6^\circ\text{C}$) мы получаем $\eta_t = 0,434$; для цикла Карно в пределах тех же температур t_1 и $t_{н2}$ мы имели бы $\eta_{t,k} = 0,583$. Коэффициент полезного действия

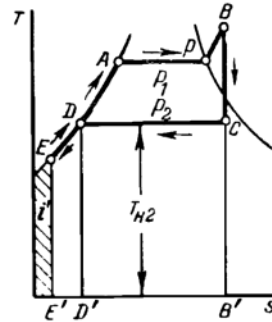


Рис. 13-14.

можно поднять, заменив воду другой жидкостью с более высокой критической температурой, позволяющей еще повысить $t_{н1}$, приближая ее к высшей температуре цикла t_1 . В этом отношении наиболее подходящей жидкостью является ртуть, критическая температура которой значительно выше 1000°C , и одновременно, что весьма ценно с практической точки зрения, давления насыщенного пара ртути при высоких температурах невелики; например, температу-

ре $t_{н1} = 450^\circ\text{C}$ соответствует давление $p_1 = 4,5 \text{ ата}$. При температурах $t_{н1} = t_1 = 450^\circ\text{C}$ и $t_{н2} = 28,6^\circ\text{C}$ мы получили бы к. п. д. ртутного цикла с насыщенным паром $\eta_i = 0,55$ против максимально возможного для воды $0,434$ и к. п. д. цикла Карно $\eta_{i_k} = 0,583$.

Практически, однако, такой ртутный цикл неосуществим, потому что температуре $t_{н2} = 28,6^\circ\text{C}$ соответствует давление насыщенного пара ртути $p_2 = 0,0000347 \text{ ата}$, т. е. почти полный вакуум, и в связи с этим громадный удельный объем пара, совершенно исключающий возможность выполнения такой установки. Обычному же конденсаторному давлению современных установок $p_2 = 0,04 \text{ ата}$ соответствует температура ртутного пара $t_{н2} = 216,9^\circ\text{C}$. Но при $t_1 = t_{н1} = 450^\circ\text{C}$, т. е. $p_1 = 4,5 \text{ ата}$ и $p_2 = 0,04 \text{ ата}$ ($t_{н2} = 216,9^\circ\text{C}$) к. п. д. ртутного цикла $\eta_i = 0,308$, т. е. значительно ниже максимально возможного для воды $0,434$ (при $p_1 = 225 \text{ ата}$, $t_1 = 450^\circ\text{C}$, $p_2 = 0,04 \text{ ата}$ и $t_{н2} = 28,6^\circ\text{C}$). Причина этого заключается в том, что при одинаковой начальной температуре $t_1 = 450^\circ\text{C}$ низшая температура ртутного цикла ($216,9^\circ\text{C}$) значительно выше, чем для водяного ($28,6^\circ\text{C}$). При одинаковой же температуре $t_{н2} = 216,9^\circ\text{C}$ к. п. д. цикла водяного пара составлял бы всего лишь $0,216$.

Следовательно ртутный цикл имеет неоспоримое преимущество перед водяным в области температурного перепада от 450 приблизительно до 200°C ; поскольку же им остается неиспользованным перепад в области более низких температур, то весьма целесообразно использовать последний в цикле водяного пара, получая водяной пар за счет конденсации отработавшего ртутного пара высокой температуры.

Таким образом, мы приходим к установке, работающей парами двух жидкостей: ртути и воды. В такой установке осуществляются два круговых процесса: один — с ртутью, другой — с водой или, как говорят установка работает по бинарному циклу.

В такой установке, простейшая принципиальная схема которой дана на рис. 13-15, топливо сжигается в топке ртутного котла *A*, в котором получается пар невысокого давления ($2 - 5 \text{ ата}$), но высокой температуры ($400 - 460^\circ\text{C}$). Этот пар направляется в ртутную турбину *B*, где и расширяется до давления $0,04 - 0,06 \text{ ата}$, а из нее с темпера-

турой 220—230°С выходит в ртутный конденсатор *C*, где полностью конденсируется и затем возвращается в виде жидкой ртути в котел. Ртутный конденсатор охлаждается водой, из которой за счет теплоты, отдаваемой ртутным паром, получается водяной пар с температурой 200—210°С и давлением 16—20 *ата*, так что ртутный конденсатор является одновременно пароводяным котлом, отапливаемым отработавшим паром ртутной турбины. Водяной пар направляется в паровую турбину *D*, где расширяется до давления порядка 0,04 *ата*, а из нее с температурой около 28°С поступает в конденсатор *E*, где полностью конденсируется и затем возвращается в виде питательной воды в котел *C*. Из схемы отчетливо видно, что в установке осуществляются одновременно два круговых процесса: один — с ртутью, второй — с водой.

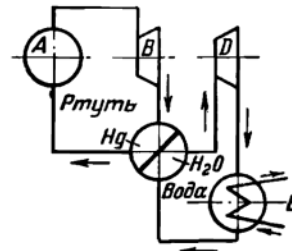


Рис. 13-15.

Кроме высоких температур насыщенного пара, очень благоприятна для применения ртути в круговом процессе низкая весовая теплоемкость жидкой ртути, равная в среднем $c' = 0,033 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}$, так как в связи с этим незначительно количество тепла, расходуемое на ее подогрев до температуры кипения. В результате к. п. д. ртутного цикла насыщенного пара очень близок к к. п. д. цикла Карно; так, например, мы имели для ртутного цикла Ренкина при $t_1 = t_{в1} = 450^\circ\text{С}$ и $t_{н2} = 216,9^\circ\text{С}$ к. п. д. $\eta_r = 0,308$, соответствующий же к. п. д. цикла Карно $\eta_{r_k} = 0,323$,

т. е. $\frac{\eta_r}{\eta_{r_k}} = \frac{0,308}{0,323} = 0,953$. Для воды $c \approx 1 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}$, т. е. в 30 раз больше, чем для ртути, и поэтому к. п. д. цикла Ренкина больше расходится с к. п. д. цикла Карно, а именно для насыщенного водяного пара $\frac{\eta_r}{\eta_{r_k}} = 0,8 - 0,9$.

С другой же стороны, в практическом отношении неблагоприятны малая теплота парообразования ртути, равная, например, при $t_n = 216,9^\circ\text{С}$ $r = 71,62 \text{ ккал/кг}$ и в связи с этим низкое теплосодержание ртутного пара, составляющее при $p = 4,5 \text{ ата}$ $i'' = 85 \text{ ккал/кг}$, тогда как для водяного пара при том же давлении $i'' = 655,2 \text{ ккал/кг}$. Низкое

теплосодержание обуславливает малые тепловые перепады и большой удельный расход ртутного пара.

Если l_p — работа 1 кг ртутного пара за цикл;

l_b — работа 1 кг водяного пара за цикл;

q_{1p} — теплота, сообщенная 1 кг пара в ртутном котле;

q_{1b} — теплота, сообщенная 1 кг пара в водяном котле;

q_{2p} — теплота, отдаваемая 1 кг ртутного пара в ртутном конденсаторе;

η_{t_p} — термический к. п. д. ртутного цикла;

η_{t_b} — термический к. п. д. водяного цикла;

G — весовое количество ртутного пара, необходимое для получения 1 кг водяного пара, то общий термический к. п. д. установки, т. е. термический к. п. д. бинарного цикла, в котором работают 1 кг водяного пара и G кг ртутного пара, определяется на общих основаниях как отношение общей работы цикла $AL = GAl_p + Al_b$ к расходу тепла $Q_1 = Gq_{1p}$, потому что при работе насыщенным водяным паром теплота расходуется только в ртутном цикле. Так что

$$\eta_t = \frac{AL}{Q_1} = \frac{GAl_p + Al_b}{Gq_{1p}} = \frac{Al_p}{q_{1p}} + \frac{Al_b}{Gq_{1p}}. \quad (13-12)$$

Термические к. п. д. ртутного и водяного циклов равны соответственно

$$\eta_{t_p} = \frac{Al_p}{q_{1p}} = 1 - \frac{q_{2p}}{q_{1p}} \quad \text{и} \quad \eta_{t_b} = \frac{Al_b}{q_{1b}},$$

причем, очевидно,

$$q_{1b} = Gq_{2p}$$

и, следовательно,

$$Al_b = \eta_{t_b} q_{1b} = \eta_{t_b} Gq_{2p}.$$

После соответствующих подстановок к. п. д. бинарного цикла

$$\eta_t = \eta_{t_p} + \eta_{t_b} \frac{q_{2p}}{q_{1p}}$$

а так как $\frac{q_{2p}}{q_{1p}} = 1 - \eta_{t_p}$, то окончательно

$$\eta_t = \eta_{t_p} + \eta_{t_n} (1 - \eta_{t_p}) = \eta_{t_p} + \eta_{t_n} - \eta_{t_p} \eta_{t_n}. \quad (13-13)$$

Так, например, при работе насыщенным ртутным паром давлением $p_{1p} = 4,5 \text{ ата}$ ($t_{н1p} = 450^\circ \text{С}$), расширяющимся до давления $p_{2p} = 0,04 \text{ ата}$ ($t_{н2p} = 216,9^\circ \text{С}$), $Al_p = 24 \text{ ккал/кг}$; $i_{1p} = 85,02 \text{ ккал/кг}$; $i_{2p} = 7,16 \text{ ккал/кг}$, так что к. п. д. ртутного цикла

$$\eta_{t_p} = \frac{Al_p}{i_{1p}' - i_{2p}'} = \frac{24}{85,02 - 7,16} = 0,308.$$

В ртутном конденсаторе для осуществления теплопередачи от ртути к воде необходим некоторый температурный перепад; принимая его $16,5^\circ \text{С}$ и, следовательно, температуру насыщения водяного пара $216,9 - 16,5 = 200,4^\circ \text{С}$, устанавливаем тем самым давление водяного пара $p_{1в} = 16 \text{ ата}$. При работе насыщенным водяным паром и расширении его до давления $p_{2в} = 0,04 \text{ ата}$

$$Al_n = 205,5 \text{ ккал/кг}; \quad i_{1в}'' = 667,1 \text{ ккал/кг};$$

$$i_{2в}' = 28,641 \text{ ккал/кг},$$

так что к. п. д. водяного цикла

$$\eta_{t_n} = \frac{Al_n}{i_{1в}'' - i_{2в}'} = \frac{205,5}{667,1 - 28,641} = 0,322$$

и, следовательно, к. п. д. бинарного цикла

$$\eta_t = 0,308 + 0,322 - 0,308 \cdot 0,322 = 0,53$$

против максимально возможного в тех же пределах температур для цикла Ренкина водяного пара 0,434 и к. п. д. цикла Карно 0,583. Как видим, эффект, даваемый бинарным циклом со ртутью, очень значителен. Практическая выгодность этого цикла оправдана на деле несколькими установками мощностью 10 000—20 000 квт. В действительности водяной пар по выходе из ртутного конденсатора перегревается до $400-450^\circ \text{С}$ для снижения потерь в турбине и предохранения турбинных лопаток от разъедания

влажностью. Применение перегретого водяного пара несколько снижает к. п. д. бинарного цикла, хотя и незначительно.

Препятствием к распространению ртутных турбин являются дороговизна ртути, требующейся для мощных установок в очень больших количествах, и сильная ядовитость ртутных паров. В нашем примере для получения 1 кг водяного пара необходимо пропустить через установку

$$G = \frac{q_{1в}}{q_{2р}} = \frac{i''_{1в} - i'_{2в}}{i_{2р} - i'_{2р}} = \frac{667,1 - 28,641}{61 - 7,16} = 11,85 \text{ кг/кг},$$

т. е. почти 12 кг ртутного пара.

Поэтому в научно-исследовательских институтах ведутся изыскания и опыты, имеющие целью замену ртути другими телами с высокой температурой кипения, каковы например: дифенил, углеводород; близкий к бензолу, бромистый алюминий и др.; практически

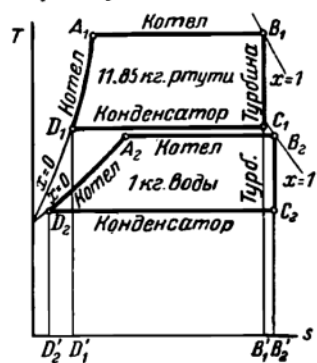


Рис. 13-16.

результатов в этом направлении, однако, пока не получено.

На рис. 13-16 вычерчены оба цикла — ртутный и водяной — нашего примера в общей координатной системе Ts , а именно водяной цикл $A_2B_2C_2D_2$, как обычно для 1 кг, а ртутный $A_1B_1C_1D_1$ — для $G = 11,85$ кг. Соответственно с этим пограничные кривые водяного пара нанесены для 1 кг, а пограничные кривые ртутного пара — для 11,85 кг. Вследствие малой весовой теплоемкости жидкой ртути ее

пограничная кривая $x=0$ круто поднимается вправо, так что фигура $A_1B_1C_1D_1$ ртутного цикла весьма близка к прямоугольнику, т. е. циклу Карно, чего нельзя сказать о цикле $A_2B_2C_2D_2$ водяного пара.

Теоретическая работа 1 кг пара в турбине, работающей водяным паром, $Al_p = 205,5$ ккал/кг; одновременная работа 11,85 кг ртутного пара в ртутной турбине $GAl_p = 11,85 \cdot 24 = 284$ ккал. Общая работа обеих турбин $AL = 284 + 205,5 = 489,5$ ккал, так что на ртутную турбину приходится $\frac{284}{489,5} \cdot 100 = 58\%$ общей мощности установки и на турбину, работающую водяным паром, 42%.

13-6. Смешанное использование тепла. Основы теплофикации. Как то следует из приведенных расчетов, термический к. п. д. паросилового цикла в самом лучшем случае может достигнуть величины порядка 50%. Это значит, что даже в идеальном случае, т. е. в случае, когда действительные потери в котле и турбине принимаются равными нулю, половина тепла, выделившегося при сжигании топлива, оказывается потерянной.

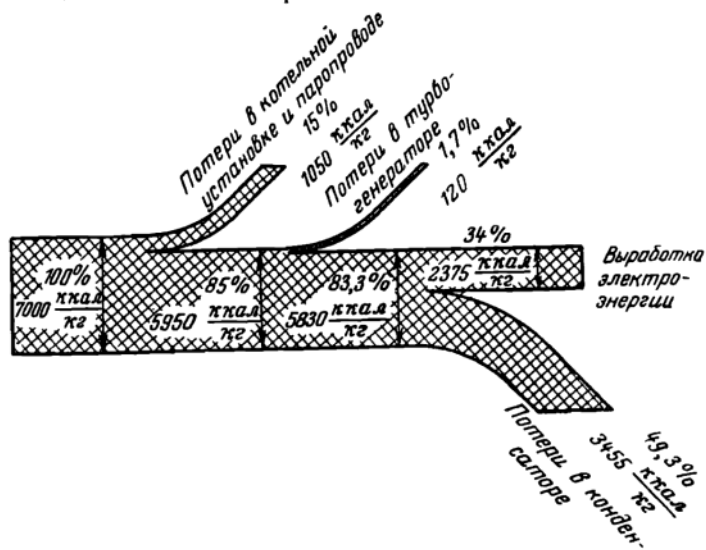


Рис. 13-17.

В действительности потери еще больше. Если термический к. п. д. паросилового цикла равен 50%, то действительный к. п. д. паросилового агрегата составит в благоприятном случае около 35%. На рис. 13-17 представлен тепловой баланс паросилового агрегата — тепловой конденсационной станции. Тепло, выделившееся в результате сжигания 1 кг условного топлива, т. е. топлива, теплотворная способность которого равна 7 000 ккал/кг, принято за 100%. Уже в котельном агрегате обнаруживаются первые потери: часть тепла теряется с уходящими дымовыми газами, температура которых всегда выше температуры среды; часть тепла оказывается потерянной за счет неполного химического сгорания топлива; часть тепла теряется вслед-

ствии отдачи тепла от стенок котла к окружающей среде и т. д. Включив в тепловые потери котельного агрегата также потери в паропроводе, соединяющем котельную установку с паровой турбиной, к. п. д. котла можно как максимум принять равным 0,85. Следовательно, потери тепла в котельной установке и паропроводе составят $7\,000(1-0,85)=1\,050$ ккал на 1 кг условного топлива, или 15%. Потери в турбогенераторе относительно невелики. На рис. 13-17 эти потери оценены в 1,7%, т. е. составляют около 120 ккал на 1 кг условного топлива. Небольшая величина этих потерь объясняется тем, что паровая турбина и электрический генератор представляют собой весьма совершенные машины, обладающие высокими к. п. д. и, кроме того, тем, что тепло, подведенное к турбине и не превратившееся в работу, не теряется безвозвратно, а увеличивает теплосодержание пара на выходе из турбины. Поэтому несовершенство работы паровой турбины приводит к увеличению потерь в конденсаторе.

Потери в конденсаторе на рис. 13-17 оценены в 49,3% и составляют около 3455 ккал на 1 кг условного топлива. Эти потери определяются в первую очередь величиной термического к. п. д. цикла¹ и во вторую очередь к. п. д. турбины. Таким образом, только 34% тепла, выделившегося при сжигании 1 кг условного топлива, или около 2375 ккал на 1 кг условного топлива, могут быть превращены в электрическую энергию.

Как видно из теплового баланса рис. 13-17, наибольшее количество тепла (около половины) теряется с охлаждающей водой конденсатора. Для существенного уменьшения этой тепловой потери существует только один путь—повышение термического к. п. д. цикла. Но, как мы уже убедились, дело это очень непростое, так как существенно увеличить термический к. п. д. можно лишь путем значительного увеличения температуры верхнего источника тепла или значительного снижения температуры нижнего источника.

Температура нижнего источника определяется температурой охлаждающей воды, и возможности в этом направлении ограничены. Температуру верхнего источника тепла

¹ Следует иметь в виду, что теоретические потери, определяемые величиной η_c , следует относить не ко всей теплотворной способности топлива, а к теплотворной способности топлива за вычетом тепловых потерь в котельном агрегате, т. е. в данном случае не к 7000 ккал, а к $7\,000-1\,050=5\,950$ ккал. (Прим. ред.)

можно увеличить путем применения пара с высокой температурой перегрева и высоким давлением. Именно по этому пути и развивается советская энергетика, как об этом уже упоминалось выше.

Однако применение пара с высокой температурой перегрева и высоким давлением затрудняется тем, что в этом случае необходимы материалы для изготовления элементов котла и турбины, способные выдерживать значительные напряжения при высокой температуре, и следовательно, возможность внедрения в энергетiku пара с высокими и сверхвысокими параметрами определяется достижениями металлургии.

Но и применение сверхвысоких параметров пара не устраняет больших потерь тепла (свыше 50%), выделившегося при сжигании топлива, и поэтому необходимо изыскать рациональные способы теплоиспользования, обеспечивающие наиболее экономное расходование запасов топлива, накопленного в земле в течение многих миллионов лет.

Обществу необходимы и электроэнергия, и тепло, для производства которых и затрачивается топливо. Тепло нужно для технологических целей (варка, сушка) и бытовых нужд (отопление, горячее водоснабжение).

Теплоносителями обычно служат насыщенный (или слабо перегретый) пар давлением 1,5—7 *ати*, а также горячая вода с температурой 50—120°С.

Если стремиться к достижению наибольшего термического к. п. д. установки, то тепло, переданное охлаждающей воде, использовать не удастся, ни для производственных, ни для бытовых нужд из-за низкой температуры теплоносителя. Если стремиться к наиболее экономному, комбинированному расходованию топлива, то можно поднять давление пара p_2 на выходе из турбины, повысив тем самым температуру охлаждающей воды, и направить ее на отопление (если нужна горячая вода) или еще больше повысить противодавление и после турбины пар направить, например, на завод для удовлетворения технологических нужд.

Правда, это мероприятие должно будет привести к уменьшению полученной работы, отнесенной на 1 кг топлива, но зато все тепло, которое ранее выбрасывалось с охлаждающей водой, теперь может быть использовано. Такое решение оказывается чрезвычайно интересным и важным.

Мы вплотную подошли теперь к идее комбинированной выработки механической (электрической) энергии и тепла, или смешанному использованию тепла. На рис. 13-18 представлен тепловой баланс так называемой теплоэлектроцентрали (ТЭЦ), т. е. тепловой электрической станции, снабжающей потребителя как электрической энергией, так и теплом для отопительных, бытовых и производственных нужд. Как и раньше, тепло, выделившееся при сгорании 1 кг условного топли-

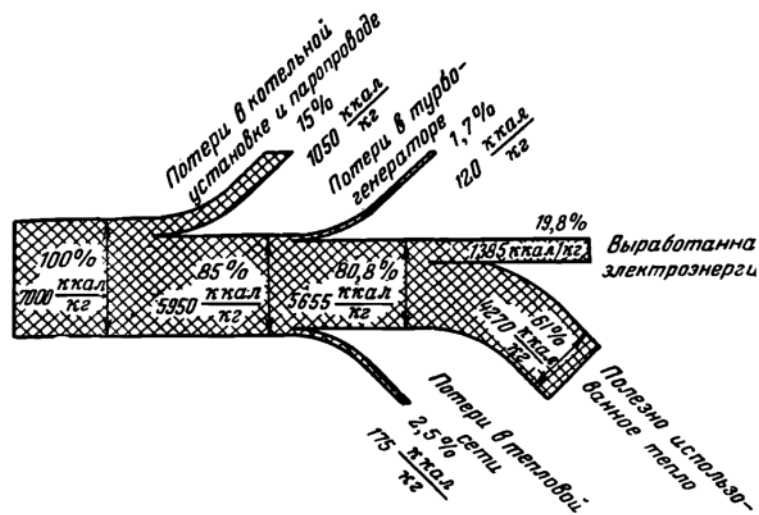


Рис. 13-18.

ва, — так называемая теплотворная способность условного топлива, равная 7000 ккал/кг, — принято за 100%. Коэффициент полезного действия котельной установки и паропровода, соединяющего котел с турбиной, принят равным, как и в предыдущем случае, 85%. Следовательно, потери тепла в котельной установке и паропроводе попрежнему составляют 1050 ккал на 1 кг условного топлива, или 15%. Можно принять также, что остается неизменной и потеря в турбогенераторе, равная, как и раньше, 1,7%, или 120 ккал на 1 кг условного топлива. В данном случае необходимо принять во внимание еще одну неизбежную потерю тепла, а именно потерю тепла в тепловой сети, которую можно оценить примерно в 2,5%, или 175 ккал/кг. Зато все

остальное количество тепла — 80,8%, или 5655 ккал на 1 кг условного топлива, может быть использовано. Часть этого тепла расходуется непосредственно на получение электрической энергии, а другая часть (значительно большая) направляется тепловому потребителю. Из рис. 13-18 видно, что в электрическую энергию превращаются всего лишь 1385 ккал, или 19,8%. Зато тепловому потребителю передается 61% тепла, выделившегося при сжигании топлива, или 4270 ккал на 1 кг условного топлива. Описанная система централизованного снабжения потребителя теплом от теплоэлектроцентралей называется теплофикацией, а сами станции — теплофикационными станциями.

Важно отметить, что термический к. п. д. цикла теплофикационной паросиловой установки меньше термического к. п. д. цикла конденсационной установки. В этом легко убедиться с помощью рис. 13-19. На этом рисунке в Ts -диаграмме представлены два цикла: цикл конденсационной паросиловой установки $ABCDE$ и цикл теплофикационной паросиловой установки $A'B'CDE'$; начальные параметры пара в обоих случаях одни и те же.

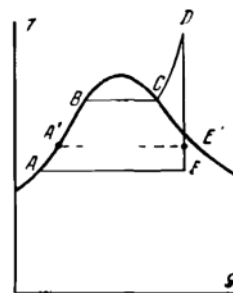


Рис. 13-19.

В этом, конечно, нет ничего неожиданного. Но давление и температура пара на выходе из турбины больше в теплофикационном цикле, чем в конденсационном: в противном случае не удалось бы осуществить передачу тепла потребителю, так как температура пара оказалась бы слишком низкой.

Однако об экономичности работы теплоэлектроцентрали нельзя судить только лишь по величине термического к. п. д. цикла или даже действительного к. п. д. станции. Необходимо помнить, что в результате работы теплофикационной электростанции потребитель получает не только электроэнергию, но и тепло, и следовательно, экономится топливо.

Сказанное отнюдь не означает, что при оценке совершенства цикла теплофикационной паросиловой установки не представляет интереса, какая доля затраченного тепла превращается в работу и какая используется в качестве полезного тепла. Всегда целесообразно по возможности

увеличивать количество получаемой работы, имея в виду при этом, что энергетическая ценность тепла определяется величиной работы, которая может быть из него получена. Всегда целесообразно поэтому передавать потребителю тепло при возможно более низкой допустимой температуре¹.

Комбинированная выработка механической (электрической) энергии и тепла, представляющая собой сущность теплофикации, является наиболее совершенным методом современной энергетики. В развитии советской энергетики

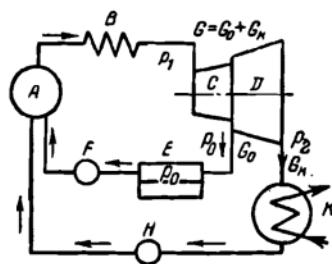


Рис. 13-20.

теплофикации уделялось и уделяется особое внимание. По уровню развития теплофикации и по теоретическим разработкам в этой области Советский Союз, бесспорно, занимает первое место в мире.

13-7. Промежуточный отбор пара. Установка с противодавлением работает рационально при условии, что отработавший в двигателе пар весь используется тепловым

потребителем; следовательно, пропуск пара через установку, а значит, и выработка электрической энергии определяются тепловым потреблением или, как говорят, установка работает по принужденному электрическому графику и свободному тепловому. Конденсационные установки работают по свободному электрическому графику, так как пропуск пара через них, а следовательно, и их мощность определяются исключительно потреблением электроэнергии. Возможность выработки электроэнергии в нужных количествах, независимо от потребности в паре низкого давления, позволяют осуществить турбины с промежуточным отбором пара. Принципиальная схема такой турбины дана на рис. 13-20: А — котел, В — перегреватель, С — D — турбина, состоящая из двух частей — части высокого давления С, в которой пар расширяется от давления p_1 до давления p_0 , необходимого для теплового потребления, и части низкого давления D, где

¹ По этому вопросу см. Д. П. Гохштейн, Энтропийный метод расчета энергетических потерь, 1951, ГЭИ. (Прим. ред.)

пар расширяется до давления p_2 в конденсаторе K ; E — теплообменник (тепловой потребитель); F и H — насосы. В турбину вводится весовое количество пара G при давлении p_1 ; необходимое для теплового потребления весовое количество пара $G_0 < G$ отводится с давлением p_0 из турбины к теплому потребителю E , а остальное $G_k = G - G_0$ продолжает расширяться в турбине до давления p_2 , с которым и уходит в конденсатор. Конденсат из конденсатора K и из теплообменника E подается насосами H и F в котел. В такой турбине, являющейся, очевидно, комбинацией турбины с противодавлением и конденсационной турбины, количество пара G_0 , идущего на тепловое потребление, может изменяться при постоянной нагрузке в широких пределах от нуля до некоторого максимума, а выработка электроэнергии может изменяться при постоянном тепловом потреблении. Если при постоянной нагрузке возрастает тепловое потребление, то под действием регулятора увеличивается количество пара G , поступающее в турбину, а так как при этом возрастает мощность части высокого давления C , то регулятор одновременно уменьшает количество пара G_k , идущего в часть низкого давления D , соответственно снижая ее мощность; в результате количество пара $G_0 = G - G_k$, идущее в отбор на тепловое потребление, увеличивается. Если при постоянном тепловом потреблении ($G_0 = \text{const}$) уменьшается нагрузка, то регулятор уменьшает одновременно количество пара G , поступающее в турбину, и G_k , идущее в часть низкого давления, так, чтобы разность $G - G_k = G_0$ осталась без изменения а мощность, естественно, понизилась. Теоретически максимальный отбор соответствует работе турбины с полной нагрузкой и чистым противодавлением, когда весь пар, поступающий в турбину, идет в отбор на тепловое потребление и, следовательно, в конденсатор совершенно не поступает, т. е. $G_0 = G$ и $G_k = 0$. При отсутствии отбора турбина работает как чисто конденсационная ($G = G_k$; $G_0 = 0$).

Таким образом, очевидно, что турбины с промежуточным отбором работают по свободным графикам как тепловому, так и электрическому, чем объясняется их широкое применение на теплоэлектроцентралях (ТЭЦ) — станциях с комбинированной выработкой тепла и электроэнергии, потому что почти всегда графики потребления электроэнергии и теплового потребления не соответствуют один другому, а дают значительные расхождения.

По экономичности использования топлива установка с промежуточным отбором, естественно, ниже установки с противодавлением и приближается к ней по мере увеличения количества отбираемого пара, т. е. по мере уменьшения количества пара, направляемого в конденсатор, потому что теплосодержание пара, уходящего в конденсатор, за вычетом теплосодержания конденсата, является чистой и очень крупной потерей (в среднем 500 ккал/кг).

Резюмируя все изложенное относительно способов повышения экономичности теплосиловых установок, приходим к выводу, что самым действительным средством является осуществление теплофикации, т. е. смешанное использование тепла, выработка электроэнергии на тепловом потреблении. Принцип теплофикации является наиболее совершенным методом современной энергетики. Но в условиях капиталистического строя он осуществим только в очень скромных размерах, а в дореволюционной России теплофикационных установок совсем не было. Зато при социалистическом строе теплофикации предоставлены широкие возможности, так что по существу принцип теплофикации является советским принципом энергетики. Выдающееся значение теплофикации в нашей энергетике было учтено исторической директивой июньского пленума ЦК ВКП(б) в 1931 г., в которой сказано: «ЦК считает, что в дальнейшем плане электрификации страны должна быть во всем объеме учтена задача развернутого строительства мощных теплоэлектростанций...»¹. Эта директива неуклонно проводится в жизнь в нашей энергетике.

13-8. Регенеративный цикл. Принцип смешанного использования тепла может быть осуществлен и в чисто силовых конденсационных установках, если использовать теплосодержание части рабочего пара для подогрева конденсата, причем сама установка является тепловым потребителем. Необходимый для подогрева конденсата пар может быть взят в любом месте турбины в соответствии с желаемой температурой подогрева, так что турбина будет работать с некоторым промежуточным отбором.

Принципиальная схема такой установки представлена на рис. 13-21. G_* кг конденсата смешивается в подогревателе M с G_0 кг отъемного пара, который в свою очередь конденсируется при постоянном давлении отбора p_0 , повышая температуру основного конденсата до соответствующей

¹ «КПСС в резолюциях и решениях съездов, конференций и пленумов ЦК», ч. III, изд. 7, стр. 120.

шей этому давлению температуры $t_{н0}$, с которой весь конденсат в количестве $G = G_0 + G_k$ кг подается насосом в котел.

Так как назначение турбины состоит исключительно в выработке электрической энергии и теплота отъемного пара из кругового процесса не уходит, то термический к. п. д. установки η_t определяет в данном случае не только часть расходуемой теплоты, переводимой в работу, но и тепловую экономичность установки.

Пар совершает здесь два круговых процесса: G_0 кг

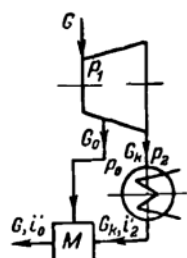


Рис. 13-21.

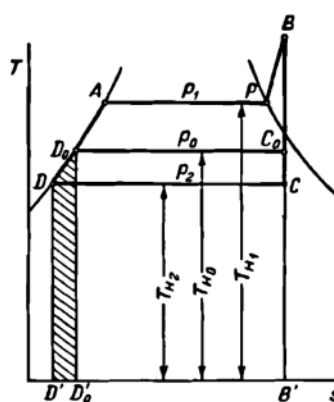


Рис. 13-22.

отъемного пара совершает цикл $APBC_0D_0$ (рис. 13-22), а $G_k = G - G_0$ кг, проходящий в конденсатор, — цикл $APBCD$. Особенностью второго цикла является в отличие от нормального цикла Ренкина то, что подогрев основного конденсата от температуры $t_{н0}$ до температуры $t_{н1}$ производится в два приема: сначала от $t_{н0}$ до $t_{н0}$ в смешивающем подогревателе M отъемным паром (процесс DD_0), а затем от $t_{н0}$ до $t_{н1}$ — обычным порядком в котле. Процесс C_0D_0 проходит отъемным паром в подогревателе M .

Общий термический к. п. д. установки η_t мы получим по общим правилам как отношение работы $A1$ 1 кг пара, вводимого в турбину, к расходу тепла q_1 на приготовление этого пара. Теплота же на деле расходуется только в котле, куда общий конденсат поступает в состоянии точки D_0 , т. е. $q_1 = \text{пл. } D_0APBB'D_0'$. Что касается работы $A1$,

то она получается на основании следующих соображений. Если $g_o = \frac{G_o}{G}$ — относительный отбор пара, т. е. количество отъемного пара из каждого килограмма пара, вводимого в турбину, то поскольку это количество пара совершает цикл $APBC_oD_o$, его работа равна $g_o Al_1$ где Al_1 — работа 1 кг пара, измеряемая пл. $APBC_oD_o$, причем $Al_1 = i_b - i_{c_o}$. Остальное количество пара $(1 - g_o)$ кг совершает цикл $APBCD$ и, следовательно, работу $(1 - g_o) Al_2$, где Al_2 — работа 1 кг пара, измеряемая пл. $APBCD$, причем $Al_2 = i_b - i_c$. Общая работа 1 кг пара, вводимого в турбину,

$$Al = g_o Al_1 + (1 - g_o) Al_2,$$

а средний термический к. п. д.

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{g_o Al_1 + (1 - g_o) Al_2}{q_1} = g_o \frac{Al_1}{q_1} + (1 - g_o) \frac{Al_2}{q_1}. \quad (13-14)$$

Для выяснения смысла отбора пара на подогрев конденсата целесообразно сопоставить к. п. д. η_t рассматриваемого цикла с к. п. д. нормального цикла Ренкина $APBCD$ без подогрева:

$$\eta_{t_{ko}} = \frac{Al_2}{q_{1ko}} = \frac{i_b - i_c}{i_b - i_2'}$$

где q_{1ko} = пл. $DAPBB'D'$.

Подставляя отсюда в уравнение (13-14)

$$Al_2 = \eta_{t_{ko}} q_{1ko},$$

а также

$$\frac{Al_1}{q_1} = \eta_{t_o} = \frac{i_b - i_{c_o}}{i_b - i_o'}$$

где η_{t_o} — термический к. п. д. цикла $APBC_oD_o$ отъемного пара, получаем:

$$\eta_t = g_o \eta_{t_o} + (1 - g_o) \eta_{t_{ko}} \frac{q_{1ko}}{q_1}. \quad (13-15)$$

Заштрихованная на рис. 13-22 пл. $DD_oD_o'D' = q_{1ko} - q_1$ дает количество тепла, получаемое каждым килограммом основного конденсата в смешивающем подогревателе от конденсирующегося там отъемного пара, каждый кило-

грамм которого отдает в подогревателе количество тепла q_2 , измеряемое пл. $D_0 C_0 B' D_0'$. А поскольку в подогревателе на каждый килограмм свежего пара смешиваются g_0 кг отъемного пара и $(1 - g_0)$ основного конденсата, то можно написать:

$$(1 - g_0)(q_{1k_0} - q_1) = g_0 q_2.$$

Подставляя же сюда вместо q_2 его выражение из соотношения

$$\eta_{t_0} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

а именно

$$q_2 = (1 - \eta_{t_0}) q_1,$$

получаем:

$$(1 - g_0)(q_{1k_0} - q_1) = g_0 (1 - \eta_{t_0}) q_1 \quad (13-16)$$

или

$$(1 - g_0) \left(\frac{q_{1k_0}}{q_1} - 1 \right) = g_0 (1 - \eta_{t_0}),$$

откуда

$$\frac{q_{1k_0}}{q_1} = \frac{g_0}{1 - g_0} (1 - \eta_{t_0}) + 1.$$

Подставляя это отношение в уравнение (13-15), имеем:

$$\begin{aligned} \eta_t &= g_0 \eta_{t_0} + (1 - g_0) \eta_{tk_0} \left[\frac{g_0}{1 - g_0} (1 - \eta_{t_0}) + 1 \right] = \\ &= g_0 \eta_{t_0} + \eta_{tk_0} [g_0 (1 - \eta_{t_0}) + 1 - g_0] = g_0 \eta_{t_0} + \eta_{tk_0} (1 - g_0 \eta_{t_0}) = \\ &= g_0 \eta_{t_0} + \eta_{tk_0} - g_0 \eta_{t_0} \eta_{tk_0} = \eta_{tk_0} + g_0 \eta_{t_0} (1 - \eta_{tk_0}). \end{aligned} \quad (13-17)$$

Из уравнения (13-17) отчетливо видно, что подогрев конденсата отъемным паром увеличивает тепловую экономичность установки, $\eta_t > \eta_{tk_0}$, причем η_t возрастает с увеличением g_0 и η_{t_0} .

Но величины g_0 и η_{t_0} при прочих одинаковых условиях определяются давлением отбора p_0 , т. е. температурой подогрева конденсата $t_{н_0}$. Что p_0 определяет η_{t_0} , совершенно очевидно, что им же определяется и g_0 , следует из уравнения (13-16) теплового баланса подогревателя. Действительно, написав его в виде:

$$(1 - g_0)(i'_0 - i'_2) = g_0(i_{c_0} - i'_0).$$

получаем:

$$g_0 = \frac{i'_0 - i'_2}{i_{c_0} - i'_2}, \quad (13-18)$$

т. е. при данных p_1 , t_1 и p_2 давление p_0 однозначно определяет g_0 .

Понижение p_0 увеличивает η_{t_0} , но одновременно уменьшает g_0 , и наоборот, как это можно установить примерными расчетами. В таком случае, естественно, в определенных условиях имеются наиболее выгодное давление отбора, а следовательно, и наиболее выгодная температура подогрева конденсата t_{n_0} , при которых к. п. д. η_t имеет максимум. Что это так, можно доказать следующим образом.

Работу Al 1 кг пара, вводимого в турбину, можно представить как сумму работы Al_1 , совершаемой им при расширении BC_0 (до отбора) и работы $(1-g_0)Al'_2$, совершаемой $(1-g_0)$ кг пара, оставшихся после отбора, при их расширении C_0C , где Al'_2 — работа 1 кг пара, измеряемая пл. D_0C_0CD . Если ввести к. п. д. этого фиктивного цикла D_0C_0CD

$$\eta_{t_0} = \frac{Al'_2}{q'_1} = \frac{i_{c_0} - i_c}{i_{c_0} - i'_2},$$

то общий термический к. п. д. установки можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{Al}{q_1} = \frac{Al_1 + (1-g_0)Al'_2}{q_1} = \frac{Al_1}{q_1} + (1-g_0) \frac{Al'_2}{q_1} = \\ &= \eta_{t_0} + (1-g_0) \eta_{t_0} \frac{q'_1}{q_1}. \end{aligned} \quad (13-19)$$

Из уравнения (13-18)

$$1 - g_0 = 1 - \frac{i'_0 - i'_2}{i_{c_0} - i'_2} = \frac{i_{c_0} - i'_0}{i_{c_0} - i'_2};$$

кроме того,

$$q'_1 = i_{c_0} - i'_2 \quad \text{и} \quad q_1 = i_b - i'_0.$$

После соответствующих подстановок уравнение (13-19) получает вид:

$$\begin{aligned}\eta_r &= \eta_{t_2} + \eta_{t_1} \frac{i_{c_0} - i'_0}{i_{c_0} - i'_2} \cdot \frac{i_{c_0} - i'_2}{i_b - i'_0} = \eta_{t_2} + \eta_{t_1} \frac{i_{c_0} - i'_0}{i_b - i'_0} = \\ &= \eta_{t_2} + \eta_{t_1} \frac{q_2}{q_1}\end{aligned}$$

а так как $\frac{q_2}{q_1} = 1 - \eta_{t_0}$, то

$$\eta_r = \eta_{t_2} + \eta_{t_1}(1 - \eta_{t_0}).$$

Последнее уравнение можно представить в виде:

$$\eta_r = 1 - (1 - \eta_{t_0})(1 - \eta_{t_1}). \quad (13-20)$$

Поскольку изменение p_0 одновременно изменяет η_{t_0} и η_{t_1} , притом в противоположных направлениях, то очевидно, что η_r имеет максимум при определенном значении p_0 , которое может быть установлено в каждом случае просчетом ряда вариантов.

Так, например, при

$$p_1 = 20 \text{ ата}, t_1 = 350^\circ\text{С}, p_2 = 0,04 \text{ ата и } p_0 = 1 \text{ ата}$$

из диаграммы is и из таблиц:

$$\begin{aligned}i_b &= 748,8 \text{ ккал/кг}; i_{c_0} = 604 \text{ ккал/кг}; i_c = 501 \text{ ккал/кг}; \\ i'_0 &= 99,19 \text{ ккал/кг}; i'_2 = 28,67 \text{ ккал/кг}\end{aligned}$$

и в связи с этим:

$$\eta_{t_2} = \frac{748,8 - 501}{748,8 - 28,67} = 0,344;$$

$$\eta_{t_1} = \frac{748,8 - 604}{748,8 - 99,19} = 0,224;$$

$$\eta_{t_0} = \frac{604 - 501}{604 - 28,67} = 0,179;$$

$$g_0 = \frac{99,19 - 28,67}{604 - 28,67} = 0,1225,$$

так что по уравнению (13-17)

$$\eta_r = 0,344 + 0,1225 \cdot 0,224 (1 - 0,344) = 0,362;$$

то же значение дает и уравнение (13-20):

$$\eta_t = 1 - (1 - 0,224)(1 - 0,179) = 0,363,$$

т. е. в случае нашего примера подогрев конденсата отъемным паром давлением 1 *ата* увеличивает теоретическое использование тепла на

$$\frac{0,364 - 0,346}{0,346} \cdot 100 = 5,2\%.$$

Отбирая пар на подогрев конденсата, мы, с одной стороны, уменьшаем расход тепла на каждый килограмм пара, но одновременно уменьшаем работу каждого килограмма пара, поступающего в турбину, и, следовательно, увеличиваем удельный расход пара. Несмотря на противоположный характер этих влияний, отбор всегда уменьшает

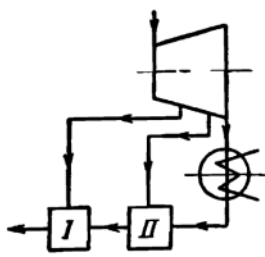


Рис. 13-23.

удельный расход тепла, т. е. повышает η_t , но получаемая экономия зависит от выбора температуры подогрева, т. е. от давления отбора. В случае нашего примера подсчетами можно установить, что при $p_o = 1 \text{ ата}$ мы получаем $\eta_{t, \text{макс}}$; при $p_o = 18 \text{ ата}$ $\eta_t = 0,348$, а при $p_o = 0,2 \text{ ата}$ $\eta_t = 0,357$.

Аналогичным путем можно установить, что экономичность подогрева увеличивается, если он производится в несколько приемов, за счет отбора пара разных давлений из различных ступеней турбины, в последовательном ряде подогревателей, как это показано схематически на рис. 13-23 для случая двухступенчатого подогрева. Чем больше число отборов, тем выше наивыгоднейшая температура подогрева и тем больше получаемая экономия, т. е. тем больше η_t .

Поскольку теплота, отдаваемая отъемным паром в подогревателях, воспринимается конденсатом, то разбираемый процесс в известной степени имеет черты регенеративного процесса, почему такой подогрев питательной воды часто и называют регенеративным. Экономия, даваемая им, составляет в среднем:

при одном отборе	4,5%
при двух отборах	6,5%

при трех отборах . .	7,5%
при четырех отборах	8%

т. е. эффект, даваемый каждым отбором, с увеличением их числа ослабевает. Поэтому, а также в виду усложнения и удорожания установки, больше трех-пяти отборов применяют редко.

Регенеративный подогрев повышает использование тепла и в конденсационных установках с промежуточным отбором пара на внешнее тепловое потребление, причем получаемая экономия тем больше, чем меньше отбор; что касается установок с противодавлением, то на их экономичность он, конечно, не влияет, так как и без него тепло используется полностью, но применение регенеративного подогрева позволяет вырабатывать дополнительную электрическую энергию на тепловом потреблении подогревателей и поэтому применение его всегда целесообразно, поскольку экономится топливо.

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

14-1. Паровые холодильные машины. В холодильных установках, как мы знаем, рабочее тело совершает круговой процесс, обратный силовому, в котором извне затрачивается работа, а рабочее тело отнимает при сравнительно низких температурах теплоту от подлежащих охлаждению тел. Рабочим телом таких установок может быть, говоря вообще, любой газ или пар; на деле же в настоящее время применяются главным образом пары аммиака (NH_3), углекислоты (CO_2) и сернистого ангидрида (SO_2) как жидкостей с низкими температурами кипения.

Паровая холодильная установка представлена схематически на рис. 14-1; она состоит в основном из компрессора *A*, конденсатора *B*, дроссельного вентиля *C* и рефрижератора *D*. Работа ее происходит следующим образом: компрессор *A* по ходу поршня слева направо всасывает из рефрижератора насыщенный аммиачный (или SO_2 , CO_2) пар со степенью сухости x_2 , близкой к единице, при постоянном давлении p_2 и соответствующей ему температуре $t_{п_2}$. В индикаторной диаграмме компрессора всасывание изображается горизонталью *dc*. При обратном ходе поршня пар сжимается теоретически по адиабате *cb* до

331

давления p_1 и переходит в перегретое состояние. В точке b открывается нагнетательный клапан, и перегретый пар выталкивается поршнем из цилиндра при постоянном давлении p_1 в конденсатор B , где вследствие охлаждения проточной водой теряет теплоту перегрева, а затем — и тепло-

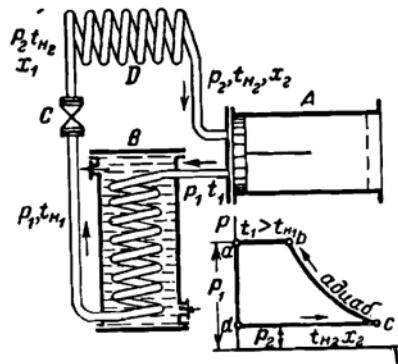


Рис. 14-1.

ту парообразования, переходя полностью в жидкость с давлением p_1 и соответствующей ему температурой $t_{н1}$. По выходе из конденсатора жидкий аммиак проходит через дроссельный вентиль C , в котором мнется, понижая свое давление до p_2 и переходя в смесь пара и жидкости со степенью сухости x_1 и температурой $t_{н1}$. В рефрижераторе смесь получает теплоту от охлаждаемой среды при постоянном давлении p_2 , в результате чего ее степень сухости увеличивается с x_1 до x_2 , и затем снова всасывается компрессором.

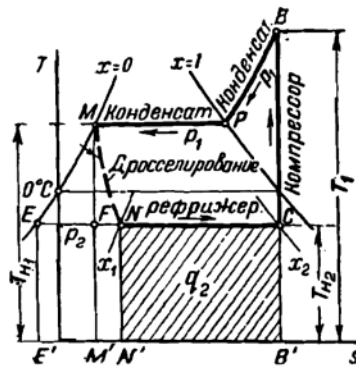


Рис. 14-2.

14-2. Тепловая диаграмма холодильного цикла. На рис. 14-2 представлен описанный круговой процесс в системе Ts : CB — адиабатическое сжатие в компрессоре;

ВРМ — процесс в конденсаторе при $p_1 = \text{const}$; *NC* — в рефрижераторе при $p_2 = \text{const}$. Что касается процесса мятя, то он как типичный необратимый процесс может быть нанесен в диаграмме только условно. Такой условной кривой является линия *MN* постоянного теплосодержания ($i = \text{const}$), поскольку в результате мятя энтальпия не меняется (пл. *EMM'E'* = пл. *ENN'E'* при отсчете t от точки *E*).

На пути *NC* влажный аммиачный пар получает в рефрижераторе количество тепла

$$q_2 = \text{пл. } NCB'N' = i_c - i_N.$$

Теплота отдается теплоносителем только в конденсаторе в количестве $q_1 = \text{пл. } MPBV'M'$; следовательно, работа, затрачиваемая на один цикл,

$$A_l = q_1 - q_2 = \text{пл. } MPBV'M' - \text{пл. } NCB'N' = \\ = \text{пл. } MPVCNN'M'M = \text{пл. } MPVCE = i_b - i_c$$

(это следует из того, что пл. *EMM'E'* = пл. *ENN'E'*, а значит, пл. *EMF* = пл. *FNN'M'*), т. е. отрицательная работа цикла равна по величине располагаемой работе при расширении *BC*; она расходуется на привод компрессора, в котором осуществляется процесс сжатия *CB*. Как видим, графическое представление необратимого цикла имеет совершенно условный характер; затрачиваемая в цикле работа не равна площади цикла *MPVCN*, а больше ее.

14-3. Расчет холодильного цикла. Температура t_{n_1} , а следовательно, и конечное давление сжатия компрессора p_1 , соответствующее этой температуре, выбираются сообразно температуре охлаждающей воды конденсатора, а именно на несколько градусов выше последней; при воде 15°C можно полагать $t_{n_1} = 20^\circ\text{C}$. Температура t_{n_2} составляет в среднем -10°C . Этим температурам соответствуют давления:

NH_3	CO_2	SO_2
$p_1 = 8,74$	58,15	3,35 <i>ата</i>
$p_2 = 2,97$	27	1,04 <i>ата</i>

Так как энтальпия в точках *M* и *N* одинакова, то можно писать:

$$i'_2 + x_1 r_2 = i'_1.$$

где i'_1 — энтальпия жидкости при давлении p_1 ;
 i'_2 — энтальпия жидкости при давлении p_2 ;
 r_2 — теплота парообразования при давлении p_2 , и следовательно,

$$x_1 = \frac{i'_1 - i'_2}{r_2}. \quad (14-1)$$

По уравнению (14-1) определяется степень сухости смеси при входе в рефрижератор (точка N); степень сухости при выходе (точка C) выбирается близкой к единице, обычно $x_2 = 0,95$. В таком случае в рефрижераторе от охлаждаемой среды отнимается каждым килограммом теплоносителя количество тепла

$$q_2 = (x_2 - x_1) r_2,$$

а так как из уравнения (14-1)

$$x_1 r_2 = i'_1 - i'_2,$$

то

$$q_2 = x_2 r_2 - i'_1 + i'_2; \quad (14-2)$$

это — так называемый холодильный эффект 1 кг теплоносителя за один цикл.

При $t_{n_1} = 20^\circ \text{C}$, $t_{n_2} = -10^\circ \text{C}$ и $x_2 = 0,95$ получаем по уравнению (14-1):

NH_3	CO_2	SO_2
$q_2 = 260$	38	79 ккал/кг

Теоретическая экономичность силового цикла оценивается его термическим к. п. д. $\eta_t = \frac{Al}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$; она тем больше, чем больше работа Al , чем меньше отброс тепла q_2 . Основной целью холодильной установки, работающей по обратному циклу является получение возможно большего холодильного эффекта q_2 при возможно меньшей затрате работы Al . Поэтому экономичность холодильной установки оценивается отношением

$$e = \frac{q_2}{Al}. \quad (14-3)$$

который называют холодильным коэффициентом. Подставляя сюда $Al = i_b - i_c$ и $q_2 = i_c - i_N$, получаем:

$$\epsilon = \frac{i_c - i_N}{i_b - i_c} \quad (14-4)$$

Подставляя полученные нами значения q_2 в уравнение (14-4), находим:

NH_3	CO_2	SO_2
$\epsilon = 7,6$	$5,7$	$8,7$

Как видим, теоретически наиболее экономичны установки с SO_2 , а за ними идут аммиачные машины.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

15-1. Основные параметры влажного воздуха. В сушильных установках теплоносителем является влажный воздух. Влажный воздух — это смесь чистого воздуха с перегретым или насыщенным водяным паром. Давление такой смеси по закону Дальтона

$$p = p_v + p_n,$$

где p_v и p_n — парциальные давления воздуха и пара. Вышим пределом давления p_n при данной температуре является давление p_n насыщенного водяного пара, соответствующее температуре смеси, т. е. температуре влажного воздуха t , как это хорошо видно из рис. 15-1. В этом случае мы имеем смесь воздуха с насыщенным водяным паром, который в свою очередь может быть сухим или влажным. Если пар сухой, то его вес в 1 м^3 смеси, т. е. его удельный вес γ_n , равен γ'' — удельному весу сухого насыщенного пара давлением p_n (или с температурой t); в этих условиях говорят, что воздух насыщен влагой. Если пар влажный, то, естественно его удельный вес $\gamma_n > \gamma''$, т. е. воздух пересыщен влагой; этот случай в технике встречается редко и поэтому интереса не представляет. Если, наконец, вес пара в 1 м^3 смеси $\gamma_n < \gamma''$, то очевидно, что пар в смеси перегрет, а воздух не

насыщен влагой. Давление p_n перегретого пара данной температуры t , естественно, всегда ниже соответствующего давления насыщения p_n , как это наглядно следует из рис. 15-1.

Весовое количество пара в 1 м^3 влажного воздуха, т. е. *удельный вес пара в смеси* γ_n , называют *абсолютной влажностью воздуха*. Отношение же

$$\varphi = \frac{\gamma_n}{\gamma_n'}$$

есть *относительная влажность* или *степень насыщения*; она, следовательно, есть отношение действительной абсолютной влажности к абсолютной влажности насыщенного воздуха той же температуры.

В насыщенном воздухе парциальное давление пара p_n вполне определяется температурой смеси t , давление которой может быть любым большим p_n , причем абсолютная

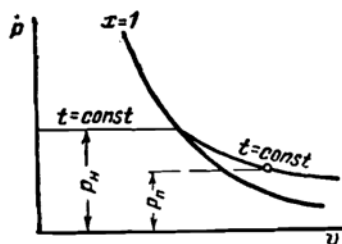


Рис. 15-1.

влажность воздуха γ_n' совершенно не зависит от давления смеси p , а только от давления p_n , т. е. от температуры воздуха t , так что в 1 м^3 влажного насыщенного воздуха 10 атм содержится то же весовое количество пара, что и в воздухе 1 атм той же температуры, а именно $\gamma_n' \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Если насыщенный влажный воздух охлаждать при $p = \text{const}$, то с понижением его температуры γ_n' уменьшается, а относительная влажность φ увеличивается. При $\gamma_n = \gamma_n'$ мы получим $\varphi = 1$, т. е. воздух будет насыщен; дальнейшее охлаждение поведет к пересыщению, и влага будет выделяться из смеси в виде росы. В связи с этим температура, которой соответствует $\varphi = 1$, называется *точкой росы*. Она может быть определена при помощи гигрометра или точнее — по парциальному давлению пара p_n как температура насыщения при этом давлении (по таблицам насыщенного водяного пара); давление же p_n находится с помощью специального прибора — *психрометра*

Обычно парциальное давление водяного пара во влажном воздухе очень незначительно; так, например, давление пара в насыщенном воздухе, т. е. максимально возможное при данной температуре, равно:

при $t = -20$	0	$+20$	$+40^\circ \text{C}$
$p_n = 0,96$	$4,6$	$17,5$	55 мм рт. ст.

В ненасыщенном воздухе парциальное давление p_n еще меньше; поэтому к перегретому пару во влажном воздухе вполне применимы газовые законы и, в частности, уравнение состояния

$$pv = RT.$$

Таким образом, для ненасыщенного пара с достаточным приближением

$$p_n v_n = R_n T$$

и аналогично для сухого насыщенного пара той же температуры

$$p_n v'' = R_n T,$$

т. е.

$$p_n v_n = p_n v''.$$

или

$$\frac{p_n}{p_n} = \frac{v''}{v_n} = \frac{\gamma_n}{\gamma''} = \varphi. \quad (15-1)$$

Следовательно, определив с помощью психрометра парциальное давление пара p_n и взяв из таблиц давление насыщения p_n , соответствующее температуре воздуха t , мы получим относительную влажность воздуха φ как отношение $\frac{p_n}{p_n}$, а абсолютную

$$\gamma_n = \varphi \gamma''.$$

взяв γ'' из таблиц для данной температуры t .

Так как парциальное давление воздуха

$$p_a = p - p_n,$$

то его вес в 1 м³ смеси, т. е. удельный вес γ_v , равен по уравнению состояния

$$\gamma_v = \frac{p_v}{R_v T} = \frac{p - p_n}{R_v T},$$

где $R_v = 29,27$ — газовая постоянная воздуха;
 p_v — давление, кг/м².

Обычно парциальные давления p_v и p_n измеряются миллиметрами ртутного столба; при этом измерении p_v в связи с уравнением (15-1)

$$\gamma_v = \frac{10333 p_v}{760 \cdot 29,27 T} = 0,465 \frac{p - \varphi p_n}{T}$$

и, следовательно, удельный вес влажного воздуха

$$\gamma = \gamma_v + \gamma_n = 0,465 \frac{p - \varphi p_n}{T} + \varphi \gamma_n'' \quad (15-2)$$

Состав влажного воздуха может определяться объемными содержаниями воздуха r_v и пара r_n , которые по уравнению (1-41) равны соответственно

$$r_v = \frac{p_v}{p} \quad \text{и} \quad r_n = \frac{p_n}{p}$$

В таком случае газовая постоянная влажного воздуха по уравнению (1-40)

$$\begin{aligned} R &= \frac{848}{\mu_v r_v + \mu_n r_n} = \frac{848}{28,95 \frac{p_v}{p} + 18,016 \frac{p_n}{p}} = \\ &= \frac{848}{28,95 \frac{p - p_n}{p} + 18,016 \frac{p_n}{p}} = \frac{848}{28,95 - 10,93 \frac{p_n}{p}} = \\ &= \frac{848}{28,95 - 10,93 \varphi \frac{p_n}{p}} \end{aligned} \quad (15-3)$$

а средний молекулярный вес

$$\mu = \frac{848}{R} = 28,95 - 10,93 \varphi \frac{p_n}{p} \quad (15-4)$$

т. е. влажный воздух всегда легче сухого того же давления и температуры.

В сушильном деле для определения состава влажного воздуха пользуются так называемым влагосодержанием, под которым понимается отношение веса пара к весу чистого воздуха в смеси или, что то же, отношение весовых содержаний пара и чистого воздуха

$$d = \frac{G_n}{G_a} = \frac{g_n}{g_a}.$$

Но по уравнению (1-36)

$$g_n = \frac{\mu_n}{\mu} r_n \text{ и } g_a = \frac{\mu_a}{\mu} r_a,$$

так что

$$d = \frac{g_n}{g_a} = \frac{\mu_n}{\mu_a} \cdot \frac{r_n}{r_a} = \frac{18,016}{28,95} \cdot \frac{p_n}{p - p_n} = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n}. \quad (15-5)$$

При изменении состояния влажного воздуха весовое количество чистого воздуха в смеси обыкновенно не меняется, весовое же количество пара уменьшается вследствие его конденсации (редко) или увеличивается вследствие испарения влаги из подсушиваемых материалов (самый частый случай). Поэтому целесообразно все расчеты относить к 1 кг сухого воздуха, в связи с чем и влагосодержание d определяется по отношению к 1 кг сухого воздуха. В частности, и энтальпию влажного воздуха относят к 1 кг сухого воздуха, т. е. к $(1+d)$ кг влажного воздуха. Эта энтальпия I суммируется, следовательно, из энтальпии i_a 1 кг сухого воздуха и энтальпии d кг пара, т. е.

$$I = i_a + di_n,$$

где i_n — энтальпия 1 кг пара. Если отсчет энтальпии вести, как это принято, от 0°C и полагать для воздуха $c_p = 0,24 \text{ ккал/кг}\cdot\text{град}$, то

$$i_n = 0,24t.$$

Что касается i_a , то довольно точно

$$i_a = 595 + 0,46t.$$

В таком случае

$$I = 0,24t + d(595 + 0,46t). \quad (15-6)$$

Энтальпия I играет большую роль при расчетах, потому что в практических условиях обычно приходится иметь

дело с изменением состояния влажного воздуха при постоянном давлении, а именно атмосферном.

При нагревании пересыщенного влажного воздуха при $p = \text{const}$, поскольку состав смеси не меняется, а следовательно, не изменяется и газовая постоянная смеси R , остаются постоянными и парциальные давления p_n и p_a ; не изменяются, конечно, и абсолютная влажность γ_n и влагосодержание d . Но зато изменяется относительная влажность (степень насыщения) φ , поскольку с повышением температуры увеличивается p_n и, следовательно, по уравнению (15-1) уменьшается φ . Охлаждая же насыщенный воздух, можно довести его до насыщения, т. е. до точки росы.

15-2. Диаграмма I, d влажного воздуха. При решении практических вопросов сушки влажных или мокрых материалов с помощью сухого или низкой влажности воздуха в первую очередь надо знать количество пара, которое может поглотить 1 кг чистого воздуха данной температуры до его насыщения. Эти и аналогичные расчеты проще всего проводятся графическим путем с помощью специальных диаграмм и номограмм. Из большого числа графических методов, предложенных различными авторами, наибольшим распространением пользуется диаграмма I, d , предложенная в 1918 г. проф. Л. К. Рамзиным, в которой абсциссой является влагосодержание d , а ординатой — теплосодержание влажного воздуха I (на 1 кг сухого воздуха). Для удобства пользования диаграммой применяется косоугольная координатная система с осями под углом 135°C ; поскольку же часть диаграммы, расположенная под горизонталью, проведенной через начало координат, практического интереса не представляет, то деления оси абсцисс сносятся на горизонтальную ось по вертикалям, где и отсчитывается влагосодержание.

В диаграмме наносится сеть линий $I = \text{const}$, которые будут прямыми под углом 45° , и сеть изотерм, которые для случая, когда водяной пар находится в перегретом состоянии, согласно уравнению (15-6) — тоже прямые с уравнением общего вида

$$I = a + bd,$$

где a и b имеют для каждого t свои значения (рис. 15-2)*.

* В случае, когда водяной пар является влажным, т. е. в области I, d -диаграммы правее кривой $\varphi = 1$, изотермы почти совпадают с прямыми $I = \text{const}$ (на самом деле изотермы располагаются немного положе). (Прим. ред.)

На каждой изотерме находят точки с одним и тем же значением φ ; для этого из уравнения (15-1) определяется соответствующее

$$p_n = \varphi p_n,$$

а из уравнения (15-5) — соответствующее значение d .

Точки с одинаковым φ дают кривую $\varphi = \text{const}$. Кривая $\varphi = 1$ есть своего рода пограничная кривая, — кривая насыщения.

Диаграмма строится для определенного барометрического давления p , например $p = 745$ мм рт. ст., но с доста-

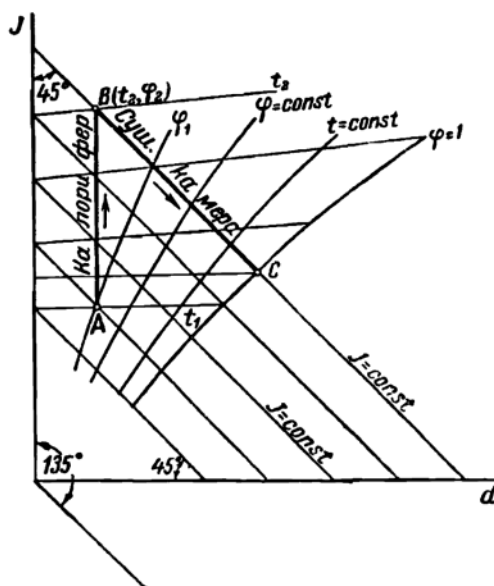


Рис. 15-2.

точной точностью может применяться и при небольших отклонениях от этого значения p .

Процесс, проходимый воздухом в сушильной установке, распадается на два отдельных процесса, а именно: сначала атмосферный воздух относительной влажности φ_1 и температуры t_1 (точка A диаграммы) проходит калорифер, где его температура повышается до t_2 , а относительная влажность уменьшается до φ_2 . Этот процесс идет при

$d = \text{const}$ и, следовательно, ему соответствует в диаграмме вертикаль AB . Разность ординат $(I_B - I_A)$ дает расход тепла в калорифере на подогрев 1 кг сухого воздуха. Затем горячий воздух поступает в сушильную камеру, где за счет теплоты, отдаваемой воздухом, происходит испарение влаги из высушиваемого материала и в связи с этим — увлажнение воздуха. Этот процесс сушки идет при $I = \text{const}$, потому что, хотя часть теплосодержания воздуха и расходуется на испарение влаги, она возвращается смеси в виде теплосодержания полученного пара. Таким образом, процессу сушильной камеры соответствует отрезок BC прямой $I_B = \text{const}$. Точка C есть точка росы; вести процесс за точку C , очевидно, нецелесообразно, потому что при дальнейшем охлаждении пар будет конденсироваться и влага будет возвращаться материалу. Разность $(d_C - d_A)$ дает количество влаги, испаренной в сушилке каждым килограммом сухого воздуха.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/моль-град)

°C	O ₂	N ₂	H ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	Воздух
0	6,993	6,975	6,841	6,958	8,614	7,978	6,960
100	7,058	6,978	6,909	6,972	9,142	8,034	6,962
200	7,152	6,996	6,946	7,005	9,610	8,118	6,996
300	7,265	7,030	6,963	7,056	9,997	8,224	7,051
400	7,380	7,081	6,976	7,121	10,332	8,342	7,117
500	7,491	7,143	6,989	7,196	10,650	8,469	7,190
600	7,593	7,212	7,007	7,274	10,945	8,602	7,266
700	7,686	7,283	7,029	7,353	11,205	8,740	7,342
800	7,771	7,354	7,055	7,430	11,438	8,881	7,415
900	7,843	7,423	7,086	7,503	11,774	9,023	7,486
1 000	7,916	7,490	7,120	7,572	11,837	9,166	7,553
1 100	7,979	7,554	7,158	7,637	12,010	9,307	7,616
1 200	8,036	7,614	7,198	7,698	12,166	9,445	7,675
1 300	8,090	7,670	7,240	7,755	12,310	9,581	7,731
1 400	8,142	7,724	7,283	7,808	12,442	9,711	7,784
1 500	8,191	7,774	7,326	7,857	12,564	9,838	7,833
1 600	8,237	7,821	7,370	7,904	12,677	9,961	7,879
1 700	8,281	7,865	7,414	7,947	12,780	10,079	7,923
1 800	8,323	7,906	7,458	7,987	12,877	10,193	7,965
1 900	8,364	7,945	7,501	8,025	12,967	10,300	8,004
2 000	8,404	7,982	7,544	8,061	13,051	10,404	8,041
2 100	8,443	8,017	7,585	8,094	13,130	10,503	8,076
2 200	8,480	8,050	7,626	8,126	13,203	10,599	8,110
2 300	8,517	8,081	7,666	8,156	13,273	10,691	8,142
2 400	8,552	8,110	7,705	8,184	13,340	10,779	8,172
2 500	8,587	8,139	7,754	8,211	13,402	10,863	8,202
2 600	8,620	8,165	7,780	8,236	13,461	10,943	8,230
2 700	8,652	8,191	7,817	8,260	13,516	11,021	8,256
2 800	8,684	8,215	7,852	8,283	13,573	—	8,282
2 900	8,714	8,238	7,886	8,305	13,624	—	8,306
3 000	8,745	8,260	7,920	8,326	13,670	—	8,330
μ	32	28,016	2,0154	28,0	44,0	18,015	28,96
μ _v	22,4	22,402	22,41	22,393	22,26	22,41	22,4

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Истинная мольная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/моль-град)

°C	O ₂	N ₂	H ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	Воздух
0	6,993	6,975	6,841	6,958	8,614	7,978	6,960
100	7,138	6,989	6,962	6,996	9,640	8,104	6,980
200	7,370	7,045	6,991	7,088	10,482	8,313	7,094
300	7,610	7,160	7,003	7,232	11,059	8,564	7,234
400	7,836	7,313	7,027	7,408	11,607	8,835	7,401
500	8,024	7,472	7,065	7,582	12,204	9,120	7,564
600	8,179	7,635	7,123	7,750	12,605	9,410	7,724
700	8,308	7,783	7,198	7,899	12,925	9,718	7,867
800	8,411	7,916	7,284	8,029	13,204	10,018	7,992
900	8,499	8,036	7,380	8,143	13,44	10,306	8,104
1 000	8,574	8,143	7,485	8,244	13,64	10,585	8,204
1 100	8,638	8,236	7,589	8,331	13,82	10,847	8,290
1 200	8,690	8,315	7,691	8,405	13,96	11,091	8,362
1 300	8,785	8,383	7,791	8,468	14,10	11,31	8,435
1 400	8,844	8,446	7,889	8,524	14,22	11,52	8,497
1 500	8,901	8,501	7,984	8,575	14,32	11,71	8,552
1 600	8,958	8,551	8,074	8,620	14,40	11,89	8,602
1 700	9,013	8,594	8,159	8,658	14,48	12,05	8,648
1 800	9,073	8,630	8,239	8,690	14,55	12,18	8,687
1 900	9,133	8,664	8,315	8,721	14,62	12,30	8,728
2 000	9,190	8,696	8,386	8,749	14,68	12,43	8,765
2 100	9,244	8,726	8,453	8,776	14,74	12,55	8,799
2 200	9,296	8,754	8,515	8,801	14,79	12,67	8,832
2 300	9,344	8,779	8,574	8,824	14,83	12,76	8,862
2 400	9,400	8,802	8,630	8,844	14,87	12,84	8,889
2 500	9,434	8,824	8,684	8,864	14,91	12,92	8,916
2 600	9,474	8,842	8,735	8,881	14,95	13,00	8,938
2 700	9,512	8,859	8,783	8,896	14,99	13,08	8,959
2 800	9,553	8,875	8,829	8,910	15,03	—	8,990
2 900	9,594	8,890	8,873	8,924	15,07	—	9,001
3 000	9,634	8,904	8,912	8,936	15,11	—	9,020
μ	32	28,016	2,0154	28,0	44,0	18,015	28,96
μ ₀	22,4	22,402	22,41	22,393	22,26	22,41	22,4

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Средняя весовая теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/кг-град)

°C	O ₂	N ₂	H ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	Воздух
0	0,219	0,243	3,394	0,249	0,196	0,443	0,240
100	0,221	0,249	3,428	0,249	0,208	0,446	0,240 ✓
200	0,224	0,250	3,447	0,250	0,218	0,451	0,242
300	0,227	0,251	3,455	0,252	0,227	0,457	0,243
400	0,231	0,253	3,461	0,254	0,235	0,463	0,246
500	0,234	0,255	3,468	0,257	0,242	0,470	0,248
600	0,237	0,257	3,477	0,260	0,249	0,478	0,251 ✓
700	0,240	0,260	3,488	0,263	0,255	0,485	0,254
800	0,243	0,263	3,501	0,265	0,260	0,493	0,256
900	0,245	0,265	3,516	0,268	0,265	0,501	0,259
1 000	0,247	0,267	3,533	0,270	0,269	0,509	0,261
1 100	0,249	0,270	3,552	0,273	0,273	0,517	0,263
1 200	0,251	0,272	3,572	0,275	0,277	0,524	0,265
1 300	0,253	0,274	3,592	0,277	0,280	0,532	0,267
1 400	0,254	0,276	3,614	0,279	0,283	0,539	0,269
1 500	0,256	0,278	3,635	0,281	0,286	0,546	0,270
1 600	0,257	0,279	3,657	0,282	0,288	0,553	0,272
1 700	0,259	0,281	3,679	0,284	0,291	0,560	0,274
1 800	0,260	0,282	3,701	0,285	0,293	0,566	0,275
1 900	0,261	0,284	3,722	0,287	0,295	0,572	0,276
2 000	0,263	0,285	3,743	0,288	0,297	0,578	0,278
2 100	0,264	0,286	3,764	0,289	0,298	0,583	0,279
2 200	0,265	0,287	3,784	0,290	0,300	0,588	0,280
2 300	0,266	0,288	3,804	0,291	0,302	0,593	0,281
2 400	0,267	0,290	3,823	0,292	0,303	0,598	0,282
2 500	0,268	0,291	3,847	0,293	0,305	0,603	0,283
2 600	0,269	0,291	3,860	0,294	0,306	0,607	0,284
2 700	0,270	0,292	3,879	0,295	0,307	0,611	0,285
2 800	0,271	0,293	3,896	0,296	0,309	—	0,286
2 900	0,272	0,294	3,913	0,297	0,310	—	0,287
3 000	0,273	0,295	3,930	0,297	0,311	—	0,288

Средняя удельная теплоемкость перегретого Водя
C_{рт}

<i>t</i> °C	<i>C_{рт}</i>											
	180	200	220	240	260	280	300	320	340	360	380	400
5	0,475	0,474	0,473	0,473	0,474	0,475	0,475	0,476	0,476	0,477	0,478	0,479
10	0,533	0,520	0,514	0,511	0,509	0,508	0,507	0,506	0,504	0,504	0,504	0,503
20	—	0,577	0,566	0,556	0,548	0,544	0,540	0,536	0,533	0,530	0,528	0,527
30	—	—	0,681	0,653	0,626	0,613	0,603	0,594	0,586	0,579	0,573	0,568
40	—	—	—	0,746	0,709	0,687	0,669	0,653	0,640	0,629	0,620	0,612
50	—	—	—	—	0,832	0,779	0,749	0,723	0,700	0,681	0,667	0,655
60	—	—	—	—	—	0,879	0,828	0,788	0,761	0,738	0,717	0,700
70	—	—	—	—	—	—	0,981	0,919	0,873	0,833	0,799	0,771
80	—	—	—	—	—	—	—	1,039	0,972	0,915	0,865	0,829
90	—	—	—	—	—	—	—	—	1,207	1,060	1,008	0,943
100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,217	1,115	1,027
110	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,366	1,236	1,127
120	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,550	1,384	1,235
130	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,585	1,360
140	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,360
150	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,235
160	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,140
170	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,044
180	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,964
190	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,915
200	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,865
210	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,829
220	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,799
230	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,771
240	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,747
250	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,727
260	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,708
270	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,690
280	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,673
290	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,657
300	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,642
310	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,628
320	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,615
330	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,603
340	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,592
350	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,582
360	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,573
370	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,565
380	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,558
390	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,552
400	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,547

346

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

ного пара, отсчитанная от температуры насыщения
(ккал/кг-град)

420	440	460	480	500	520	540	560	580	600	620	640	660	680	700
0,481	0,482	0,483	0,484	0,485	0,487	0,488	0,489	0,491	0,492	0,493	0,495	0,496	0,498	0,499
0,503	0,504	0,504	0,504	0,505	0,505	0,506	0,507	0,508	0,508	0,510	0,511	0,512	0,513	0,514
0,525	0,524	0,524	0,523	0,523	0,523	0,523	0,523	0,523	0,524	0,524	0,525	0,525	0,525	0,527
0,564	0,561	0,559	0,557	0,555	0,553	0,552	0,551	0,550	0,549	0,549	0,548	0,548	0,548	0,548
0,605	0,599	0,594	0,589	0,586	0,583	0,580	0,577	0,575	0,573	0,572	0,571	0,570	0,569	0,568
0,645	0,636	0,629	0,622	0,616	0,611	0,607	0,603	0,600	0,597	0,594	0,592	0,590	0,589	0,587
0,686	0,673	0,663	0,654	0,646	0,640	0,634	0,629	0,624	0,620	0,616	0,613	0,610	0,608	0,605
0,728	0,712	0,699	0,687	0,677	0,669	0,661	0,654	0,648	0,643	0,638	0,634	0,630	0,627	0,624
0,773	0,754	0,737	0,722	0,710	0,699	0,690	0,681	0,673	0,667	0,661	0,656	0,651	0,647	0,643
0,824	0,798	0,777	0,760	0,744	0,731	0,719	0,708	0,699	0,691	0,684	0,678	0,672	0,667	0,662
0,876	0,845	0,820	0,798	0,779	0,763	0,749	0,737	0,726	0,716	0,708	0,700	0,693	0,687	0,682
0,934	0,896	0,865	0,839	0,817	0,798	0,781	0,766	0,754	0,743	0,733	0,724	0,716	0,708	0,702
0,999	0,952	0,915	0,884	0,857	0,835	0,816	0,799	0,784	0,771	0,759	0,748	0,739	0,731	0,723
1,068	1,012	0,967	0,930	0,899	0,873	0,851	0,831	0,814	0,799	0,785	0,773	0,763	0,753	0,745
1,147	1,079	1,025	0,981	0,946	0,915	0,889	0,866	0,847	0,829	0,814	0,800	0,788	0,777	0,767
1,232	1,151	1,086	1,035	0,994	0,959	0,929	0,903	0,881	0,851	0,843	0,828	0,815	0,802	0,791
1,330	1,232	1,155	1,095	1,047	1,007	0,972	0,943	0,918	0,895	0,875	0,858	0,842	0,828	0,816
1,440	1,322	1,232	1,162	1,106	1,059	1,019	0,986	0,957	0,932	0,910	0,890	0,873	0,857	0,843
1,571	1,427	1,319	1,237	1,171	1,118	1,072	1,034	1,001	0,972	0,947	0,925	0,905	0,888	0,872
1,729	1,551	1,421	1,323	1,247	1,184	1,132	1,088	1,050	1,018	0,990	0,965	0,943	0,923	0,905
1,905	1,699	1,541	1,424	1,333	1,260	1,200	1,149	1,106	1,059	1,037	1,009	0,984	0,952	0,942
2,161	1,880	1,687	1,546	1,437	1,350	1,280	1,221	1,172	1,129	1,093	1,062	1,034	1,008	0,984
2,502	2,129	1,882	1,707	1,573	1,470	1,385	1,315	1,257	1,207	1,164	1,127	1,094	1,065	1,038
3,058	2,521	2,183	1,951	1,780	1,648	1,542	1,455	1,383	1,322	1,270	1,225	1,185	1,150	1,118

ВОДА И ПЕРЕГРЕТЫ

Числа слева от ступенчатой линии относятся

$\rho, \text{ кг/см}^3$		40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
0,05	v	29,42	31,31	33,19	35,08	36,96	38,85	40,73
	l	614,8	623,9	633,0	642,1	651,1	660,2	669,4
	s	2,0164	2,0439	2,0703	2,0953	2,1190	2,1415	2,1631
0,06	v	24,50	26,08	27,65	29,23	30,80	32,37	33,94
	l	614,8	623,9	632,9	642,1	651,1	660,2	669,4
	s	1,9965	2,0237	2,0500	2,0751	2,0988	2,1214	2,1430
0,08	v	1,0079	19,56	20,74	21,92	23,10	24,28	25,46
	l	40,0	623,8	632,9	642,1	651,1	660,1	669,3
	s	0,1365	1,9919	2,0183	2,0432	2,0569	2,0896	2,1112
0,10	v	1,0079	15,64	16,58	17,53	18,47	19,42	20,36
	l	40,0	623,7	632,8	642,0	651,0	660,1	669,3
	s	0,1365	1,9672	1,9935	2,0186	2,0423	2,0649	2,0865
0,12	v	1,0079	13,02	13,81	14,60	15,39	16,18	16,96
	l	40,0	623,6	632,8	641,9	651,0	660,1	669,3
	s	0,1365	1,9470	1,9733	1,9984	2,0221	2,0448	2,0664
0,16	v	1,0079	9,759	10,36	10,95	11,54	12,13	12,72
	l	40,0	623,4	632,5	641,8	650,9	660,0	669,2
	s	0,1365	1,9150	1,9415	1,9666	1,9903	2,0129	2,0347
0,20	v	1,0079	7,797	8,277	8,752	9,226	9,699	10,17
	l	40,0	623,2	632,5	641,7	650,8	659,9	669,1
	s	0,1365	1,8903	1,9166	1,9417	1,9655	1,9882	2,0098
0,24	v	1,0079	1,0171	6,893	7,290	7,685	8,080	8,474
	l	40,0	60,0	632,3	641,5	650,7	659,9	669,1
	s	0,1365	0,1984	1,8962	1,9215	1,9454	1,9681	1,9897
0,30	v	1,0079	1,0171	5,507	5,826	6,143	6,459	6,776
	l	40,0	60,0	632,1	641,4	650,6	659,8	669,0
	s	0,1365	0,1984	1,8713	1,8965	1,9204	1,9431	1,9648
0,40	v	1,0079	1,0171	4,123	4,365	4,604	4,842	5,079
	l	40,0	60,0	631,7	641,1	650,3	659,5	668,8
	s	0,1365	0,1984	1,8389	1,8646	1,8887	1,9116	1,9334
0,50	v	0,0079	1,0171	1,0290	3,487	3,679	3,870	4,060
	l	40,0	60,0	80,0	640,8	650,1	659,3	668,5
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,8397	1,8639	1,8866	1,9084
0,60	v	1,0079	1,0171	1,0290	2,902	3,063	3,223	3,382
	l	40,0	60,0	80,0	640,4	649,9	659,2	668,5
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,8186	1,8432	1,8662	1,8880
0,70	v	1,0079	1,0171	1,0290	2,484	2,623	2,760	2,896
	l	40,0	60,0	80,0	640,2	649,7	659,0	668,3
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,8012	1,8257	1,8488	1,8706

ВОДЯНОЙ ПАР

воде. Для последней v выражено в dm^3/kg

180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°	t P kg/cm^2
42,62 678,6 2,1839	44,50 687,8 2,2039	46,39 697,0 2,2231	48,27 706,4 2,2415	50,15 715,8 2,2595	52,04 725,2 2,2769	53,92 734,8 2,2938	v l s } 0,05
35,51 678,5 2,1638	37,08 687,8 2,1838	38,65 697,0 2,2030	40,22 706,4 2,2214	41,79 715,8 2,2393	43,36 725,2 2,2568	44,93 734,8 2,2737	v l s } 0,06
26,64 678,5 2,1319	27,82 687,8 2,1518	28,99 697,0 2,1711	30,17 706,3 2,1897	31,35 715,7 2,2076	32,52 725,2 2,2249	33,70 734,8 2,2418	v l s } 0,08
21,30 678,5 2,1073	22,24 687,7 2,1273	23,19 697,0 2,1465	24,13 706,3 2,1650	25,07 715,7 2,1830	26,02 725,2 2,2003	26,96 734,8 2,2172	v l s } 0,10
17,75 678,5 2,0872	18,54 687,7 2,1072	19,32 697,0 2,1264	20,11 706,3 2,1450	20,89 715,7 2,1630	21,68 725,2 2,1803	22,46 734,8 2,1972	v l s } 0,12
13,31 678,4 2,0554	13,90 687,7 2,0753	14,49 696,9 2,0946	15,08 706,2 2,1132	15,66 715,7 2,1310	16,25 725,2 2,1484	16,84 734,8 2,1654	v l s } 0,16
10,65 678,3 2,0306	11,12 687,6 2,0506	11,59 696,9 2,0698	12,06 706,2 2,0885	12,54 715,6 2,1065	13,01 725,2 2,1238	13,48 734,8 2,1409	v l s } 0,20
8,869 678,3 2,0105	9,252 687,6 2,0305	9,656 696,9 2,0497	10,05 706,2 2,0683	10,45 715,6 2,0863	10,84 725,1 2,1037	11,23 734,7 2,1206	v l s } 0,24
7,092 678,2 1,9856	7,407 687,5 2,0058	7,722 696,8 2,0250	8,038 706,1 2,0436	8,352 715,5 2,0616	8,667 725,1 2,0790	8,983 734,7 2,0959	v l s } 0,30
5,317 678,0 1,9542	5,553 687,4 1,9742	5,790 696,7 1,9934	6,026 706,1 2,0120	6,263 715,5 2,0300	6,500 725,1 2,0475	6,736 734,7 2,0644	v l s } 0,40
4,250 677,9 1,9294	4,440 687,2 1,9494	4,629 696,6 1,9686	4,819 705,9 1,9873	5,008 715,4 2,0053	5,197 725,0 2,0228	5,387 734,6 2,0397	v l s } 0,50
3,540 677,7 1,9089	3,700 687,1 1,9289	3,858 696,5 1,9483	4,016 705,9 1,9669	4,174 715,3 1,9849	4,331 724,9 2,0023	4,489 734,5 2,0193	v l s } 0,60
3,033 677,5 1,8916	3,169 687,0 1,9118	3,304 696,4 1,9311	3,440 705,8 1,9499	3,576 715,3 1,9679	3,711 724,9 1,9853	3,847 734,5 2,0024	v l s } 0,70

$P, \text{кг/см}^2$	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
0,80 { v i s	1,0079 40,0 0,1365	1,0171 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	2,169 639,9 1,7859	2,292 649,4 1,8107	2,413 658,8 1,8339	2,532 668,3 1,8559
0,90 { v i s	1,0079 40,0 0,1365	1,0171 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,925 639,5 1,7722	2,035 649,2 1,7973	2,143 658,6 1,8206	2,249 668,0 1,8426
1,0 { v i s	1,0079 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,730 639,2 1,7603	1,830 649,0 1,7851	1,926 658,4 1,8083	2,023 667,8 1,8303
1,2 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,0435 100,1 0,3121	1,521 648,5 1,7640	1,602 658,0 1,7875	1,683 667,5 1,8097
1,4 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,0435 100,1 0,3121	1,300 648,0 1,7461	1,371 657,7 1,7700	1,440 667,2 1,7924
1,6 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,0435 101,0 0,3121	1,135 647,5 1,7306	1,197 657,3 1,7548	1,258 666,9 1,7771
1,8 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,0435 100,1 0,3121	1,006 647,0 1,7166	1,062 656,9 1,7409	1,117 666,6 1,7637
2,0 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,0435 100,1 0,3121	0,9027 646,5 1,7043	0,9545 656,5 1,7284	1,003 666,4 1,7515
2,5 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1984	1,0289 80,0 0,2567	1,0434 100,1 0,3121	1,0603 120,3 0,3647	0,7597 655,6 1,7024	0,8003 665,5 1,7258
3,0 { v i s	1,0078 40,0 0,1365	1,0170 60,0 0,1983	1,0288 80,0 0,2567	1,0434 100,1 0,3121	1,0602 120,3 0,3647	0,6296 654,5 1,6802	0,6643 664,7 1,7044
4,0 { v i s	1,0077 40,1 0,1365	1,0169 60,0 0,1983	1,0288 80,0 0,2566	1,0433 100,1 0,3120	1,0602 120,3 0,3646	1,0798 140,7 0,4150	0,4940 663,1 1,6697
5,0 { v i s	1,0077 40,1 0,1365	1,0168 60,0 0,1983	1,0287 80,0 0,2566	1,0433 100,1 0,3120	1,0601 120,3 0,3646	1,0797 140,7 0,4150	0,3917 661,3 1,6420
6,0 { v i s	1,0077 40,1 0,1365	1,0168 60,1 0,1983	1,0287 80,1 0,2566	1,0432 100,1 0,3120	1,0601 120,3 0,3646	1,0797 140,7 0,4150	0,3232 659,4 1,6186
7,0 { v i s	1,0076 40,1 0,1365	1,0168 60,1 0,1983	1,0286 80,1 0,2566	1,0432 100,1 0,3120	1,0600 120,3 0,3646	1,0796 140,7 0,4150	1,1020 161,3 0,4637

350

Продолжение

180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°	$\rho, \text{кг/см}^3$
2,652 677,5 1,8769	2,771 686,9 1,8971	2,890 696,3 1,9165	3,009 705,5 1,9351	3,127 715,2 1,9531	3,246 724,8 1,9706	3,364 734,4 1,9876	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 0,80$
2,356 677,3 1,8637	2,462 686,7 1,8839	2,568 696,1 1,9033	2,673 705,6 1,9220	2,779 715,1 1,9400	2,881 724,7 1,9575	2,989 734,3 1,9745	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 0,90$
2,119 677,2 1,8515	2,214 686,6 1,8717	2,310 696,0 1,8913	2,405 705,5 1,9101	2,501 714,9 1,9284	2,596 724,5 1,9461	2,693 734,0 1,9634	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,0$
1,763 676,9 1,8310	1,843 686,4 1,8514	1,923 695,8 1,8710	2,002 705,3 1,8998	2,082 714,8 1,9079	2,161 724,3 1,9258	2,240 733,9 1,9431	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,2$
1,509 676,7 1,8136	1,578 686,1 1,8340	1,647 695,6 1,8536	1,715 705,1 1,8725	1,783 714,6 1,8909	1,851 724,2 1,9086	1,919 733,8 1,9259	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,4$
1,319 676,4 1,7984	1,379 685,9 1,8188	1,439 695,4 1,8386	1,499 704,9 1,8576	1,559 714,4 1,8759	1,619 724,0 1,8936	1,678 733,6 1,9109	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,6$
1,171 676,1 1,7852	1,225 685,7 1,8056	1,278 695,2 1,8252	1,332 704,7 1,8442	1,385 714,3 1,8626	1,438 723,9 1,8804	1,491 733,5 1,8977	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,8$
1,052 675,9 1,7732	1,101 685,4 1,7937	1,149 695,0 1,8133	1,197 704,5 1,8324	1,245 714,1 1,8509	1,293 723,8 1,8687	1,341 733,4 1,8858	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 2,0$
0,8399 675,2 1,7475	0,8790 684,8 1,7683	0,9179 694,4 1,7882	0,9567 704,0 1,8072	0,9953 713,7 1,8256	1,033 723,4 1,8435	1,071 733,0 1,8609	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 2,5$
0,6975 674,5 1,7263	0,7304 684,2 1,7471	0,7631 693,9 1,7671	0,7956 703,6 1,7864	0,8281 713,2 1,8048	0,8603 723,0 1,8227	0,8923 732,7 1,8402	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 3,0$
0,5197 673,2 1,6927	0,5448 683,0 1,7139	0,5697 692,8 1,7341	0,5944 702,6 1,7535	0,6190 712,4 1,7723	0,6433 722,5 1,7904	0,6676 732,1 1,8079	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 4,0$
0,4129 671,7 1,6669	0,4334 681,7 1,6875	0,4537 691,7 1,7079	0,4736 701,6 1,7277	0,4935 711,5 1,7467	0,5131 721,5 1,7649	0,5327 731,4 1,7826	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 5,0$
0,3416 670,1 1,6431	0,3591 680,6 1,6655	0,3763 690,7 1,6864	0,3932 700,7 1,7064	0,4099 710,7 1,7254	0,4264 720,7 1,7438	0,4428 730,7 1,7616	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 6,0$
0,2906 668,8 1,6235	0,3059 679,4 1,6437	0,3209 689,7 1,6680	0,3356 699,8 1,6882	0,3501 709,9 1,7075	0,3644 720,0 1,7260	0,3785 730,1 1,7438	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 7,0$

		$\rho, \text{вГ/см}^3$						
		40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
8,0	ϑ	1,0076	1,0167	1,0285	1,0431	1,0600	1,0795	1,1020
	i	40,2	60,1	80,1	100,2	120,3	140,7	161,3
	s	0,1365	0,1983	0,2566	0,3119	0,3646	0,4149	0,4636
9,0	ϑ	1,0075	1,0167	1,0285	1,0431	1,0599	1,0795	1,1019
	i	40,2	60,1	80,1	100,2	120,4	140,7	161,3
	s	0,1364	0,1983	0,2565	0,3119	0,3645	0,4149	0,4635
10	ϑ	1,0075	1,0166	1,0285	1,0430	1,0599	1,0794	1,1018
	i	40,2	60,1	80,1	100,2	120,4	140,7	161,3
	s	0,1364	0,1982	0,2565	0,3119	0,3645	0,4149	0,4635
12	ϑ	1,0074	1,0165	1,0284	1,0429	1,0598	1,0793	1,1017
	i	40,2	60,2	80,2	100,2	120,4	140,8	161,3
	s	0,1364	0,1982	0,2565	0,3119	0,3645	0,4148	0,4635
14	ϑ	1,0073	1,0164	1,0283	1,0428	1,0596	1,0792	1,1015
	i	40,3	60,2	80,2	100,3	120,4	140,8	161,4
	s	0,1364	0,1982	0,2564	0,3118	0,3644	0,4148	0,4634
16	ϑ	1,0072	1,0163	1,0282	1,0427	1,0595	1,0791	1,1014
	i	40,3	60,2	80,2	100,3	120,5	140,8	161,4
	s	0,1364	0,1932	0,2564	0,3118	0,3644	0,4147	0,4633
18	ϑ	1,0071	1,0162	1,0281	1,0425	1,0594	1,0789	1,1013
	i	40,4	60,3	80,3	100,3	120,5	140,9	161,4
	s	0,1364	0,1982	0,2534	0,3117	0,3644	0,4147	0,4633
20	ϑ	1,0070	1,0161	1,0280	1,0425	1,0593	1,0788	1,1011
	i	40,4	60,3	80,3	100,4	120,5	140,9	161,4
	s	0,1364	0,1981	0,2573	0,3117	0,3643	0,4146	0,4632
25	ϑ	1,0068	1,0159	1,0278	1,0422	1,0591	1,0785	1,1008
	i	40,5	60,4	80,4	100,5	120,6	141,0	161,5
	s	0,1363	0,1980	0,2562	0,3116	0,3642	0,4145	0,4630
30	ϑ	1,0066	1,0157	1,0275	1,0419	1,0588	1,0782	1,1004
	i	40,6	60,5	80,5	100,5	120,7	141,1	161,6
	s	0,1362	0,1990	0,2561	0,3115	0,3641	0,4144	0,4629
35	ϑ	1,0064	1,0155	1,0273	1,0417	1,0585	1,0779	1,1001
	i	40,7	60,6	80,6	100,6	120,8	141,1	161,6
	s	0,1352	0,1979	0,2561	0,3114	0,3640	0,4142	0,4627
40	ϑ	1,0062	1,0152	1,0271	1,0414	1,0582	1,0776	1,0997
	i	40,8	60,7	80,7	100,7	120,9	141,2	161,7
	s	0,1362	0,1978	0,2560	0,3113	0,3639	0,4142	0,4625
45	ϑ	1,0060	1,0150	1,0259	1,0412	1,0580	1,0773	1,0994
	i	40,9	60,8	80,8	100,8	121,0	141,3	161,8
	s	0,1361	0,1978	0,2559	0,3112	0,3638	0,4141	0,4624
50	ϑ	1,0057	1,0148	1,0256	1,0409	1,0577	1,0770	1,0990
	i	41,0	60,9	80,9	100,9	121,1	141,4	161,8
	s	0,1361	0,1977	0,2558	0,3111	0,3637	0,4140	0,4622

352

Продолжение

180°	200°	220°	240°	250°	280°	300°	t р, кг/см ²
0,2524 667,3 1,6063	0,2562 678,2 1,6300	0,2795 688,7 1,6517	0,2925 699,0 1,6722	0,3054 709,2 1,6916	0,3180 719,4 1,7102	0,3305 729,4 1,7282	v i s } 8,0
0,2226 665,5 1,5905	0,2353 676,8 1,6147	0,2472 687,5 1,6369	0,2589 698,0 1,6577	0,2704 708,5 1,6776	0,2818 718,6 1,6964	0,2930 728,7 1,7144	v i s } 9,0
0,1987 663,8 1,5760	0,2103 675,4 1,6008	0,2214 686,5 1,6236	0,2321 697,2 1,6449	0,2425 707,6 1,6650	0,2529 717,8 1,6839	0,2630 728,0 1,7019	v i s } 10
1,1273 182,3 0,5106	0,1728 672,9 1,5762	0,1825 684,5 1,6000	0,1918 695,3 1,6220	0,2007 705,9 1,6425	0,2095 716,4 1,6618	0,2181 726,7 1,6802	v i s } 12
1,1272 182,3 0,5105	0,1460 670,0 1,5545	0,1547 682,3 1,5796	0,1629 693,5 0,6020	0,1708 704,2 1,6229	0,1784 714,6 1,6426	0,1859 725,1 1,6612	v i s } 14
1,1270 182,3 0,5104	1,1565 203,6 0,5562	0,1338 679,9 1,5610	0,1411 691,4 1,5843	0,1482 702,3 1,6056	0,1551 713,2 1,6257	0,1618 724,0 1,6447	v i s } 16
1,1268 182,3 0,5103	1,1563 203,6 0,5561	0,1175 677,9 1,5438	0,1242 689,3 1,5681	0,1307 700,6 1,5900	0,1369 711,8 1,6104	0,1430 722,8 1,6298	v i s } 18
1,1267 182,3 0,5102	1,1561 203,6 0,5560	0,1043 674,4 1,5280	0,1108 687,2 1,5530	0,1168 698,9 1,5758	0,1225 710,2 1,5967	0,1281 721,3 1,6168	v i s } 20
1,1263 182,3 0,5100	1,1555 203,6 0,5558	1,1899 225,4 0,6009	0,06643 681,4 1,5200	0,09158 694,1 1,5443	0,09640 706,2 1,5665	0,1010 717,8 1,5874	v i s } 25
1,1259 182,4 0,5098	1,1552 203,6 0,5556	1,1892 225,4 0,6006	0,06987 675,0 1,4900	0,07459 688,9 1,5167	0,07889 702,9 1,5405	0,08294 714,2 1,5624	v i s } 30
1,1255 182,5 0,5096	1,1547 203,7 0,5553	1,1886 225,4 0,6004	1,2290 247,8 0,6448	0,06234 683,8 1,4919	0,06630 697,7 1,5173	0,06998 710,5 1,5404	v i s } 35
1,1251 182,5 0,5094	1,1542 203,7 0,5551	1,1880 225,4 0,6001	1,2282 247,8 0,6445	0,05302 678,0 1,4684	0,05679 693,0 1,4957	0,06022 706,6 1,5201	v i s } 40
1,1247 182,6 0,5092	1,1537 203,8 0,5549	1,1874 225,4 0,5999	1,2274 247,8 0,6442	0,04567 671,6 1,4458	0,04935 687,9 1,4757	0,05290 702,5 1,5017	v i s } 45
1,1243 182,6 0,5090	1,1532 203,8 0,5547	1,1868 225,5 0,5996	1,2266 247,8 0,6439	1,2751 271,1 0,6885	0,04330 682,7 1,4564	0,04646 698,4 1,4842	v i s } 50

$\rho, \text{кг/см}^3$			40°	60°	80°	100°		140°	160°
	ν	i							
60	ν	1,0053	1,0144	1,0262	1,0404	1,0572	1,0764	1,0984	
	i	41,2	61,1	81,1	101,1	121,2	141,5	162,0	
	s	0,1360	0,1976	0,2556	0,3109	0,3635	0,4137	0,4619	
70	ν	1,0049	1,0139	1,0257	1,0399	1,0566	1,0758	1,097	
	i	41,4	61,3	81,2	101,2	121,4	141,7	162,1	
	s	0,1359	0,1974	0,2555	0,3107	0,3633	0,4135	0,4617	
80	ν	1,0045	1,0135	1,0252	1,0394	1,0561	1,0752	1,0970	
	i	41,6	61,5	81,4	101,4	121,6	141,8	162,2	
	s	0,1359	0,1973	0,2553	0,3105	0,3631	0,4133	0,4614	
90	ν	1,0040	1,0130	1,0248	1,0389	1,0556	1,0746	1,0963	
	i	41,8	61,7	81,6	101,6	121,7	142,0	162,4	
	s	0,1357	0,1971	0,2551	0,3103	0,3628	0,4130	0,461	
100	ν	1,0035	1,0126	1,0243	1,0384	1,0550	1,0740	1,0957	
	i	42,1	61,9	81,8	101,8	121,9	142,1	162,5	
	s	0,1356	0,1970	0,2550	0,3101	0,3626	0,4128	0,4608	
120	ν	1,0028	1,0117	1,0234	1,0375	1,0540	1,0728	1,0943	
	i	42,5	62,3	82,2	102,1	122,2	142,4	162,8	
	s	0,1355	0,1967	0,2547	0,3097	0,3623	0,4124	0,4603	
140	ν	1,0019	1,0109	1,0225	1,0365	1,0529	1,0717	1,0930	
	i	42,9	62,7	82,5	102,5	122,6	142,8	163,1	
	s	0,1352	0,1965	0,2544	0,3094	0,3619	0,4119	0,4598	
160	ν	1,0011	1,0100	1,0216	1,0356	1,0519	1,0705	1,0917	
	i	43,3	63,1	82,9	102,9	122,9	143,1	163,4	
	s	0,1351	0,1962	0,2541	0,3090	0,3615	0,4115	0,4593	
180	ν	1,0003	1,0092	1,0207	1,0347	1,0508	1,0694	1,0905	
	i	43,7	63,5	83,3	103,2	123,2	143,3	163,6	
	s	0,1350	0,1959	0,2538	0,3087	0,3611	0,4110	0,4588	
200	ν	0,9995	1,0083	1,0198	1,0337	1,0498	1,0682	1,0892	
	i	44,1	63,8	83,7	103,6	123,6	143,7	163,9	
	s	0,1347	0,1956	0,2534	0,3084	0,3607	0,4106	0,4584	
220	ν	0,9985	1,0075	1,0190	1,0328	1,0488	1,0671	1,0879	
	i	44,5	64,2	84,0	103,9	123,9	144,0	164,2	
	s	0,1345	0,1953	0,2531	0,3080	0,3602	0,4101	0,4579	
240	ν	0,9978	1,0067	1,0181	1,0318	1,0478	1,0661	1,0866	
	i	44,9	64,6	84,4	104,3	124,3	144,3	164,5	
	s	0,1344	0,1951	0,2528	0,3076	0,3598	0,4097	0,4574	

Продолжение

180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°	t $\rho, \text{кг/см}^3$
1,1235 182,8 0,5085	1,1522 203,9 0,5543	1,1857 225,5 0,5991	1,2251 247,8 0,6433	1,2729 270,9 0,6878	0,03405 671,0 1,4188	0,03711 689,0 1,4512	v i s } 60
1,1226 182,9 0,5082	1,1513 204,0 0,5539	1,1845 225,6 0,5986	1,2236 247,8 0,6428	1,2709 270,9 0,6871	1,3308 295,2 0,7317	0,03029 678,7 1,4195	v i s } 70
1,1219 183,0 0,5079	1,1504 204,1 0,5535	1,1833 225,7 0,5982	1,2221 247,8 0,6423	1,2689 270,9 0,6864	1,3279 295,1 0,7308	0,02503 667,0 1,3875	v i s } 80
1,1211 183,1 0,5075	1,1494 204,2 0,5532	1,1822 225,7 0,5977	1,2206 247,9 0,6417	1,2669 270,9 0,6858	1,3250 295,0 0,7300	1,4024 321,1 0,7764	v i s } 90
1,1203 183,2 0,5072	1,1485 204,3 0,5527	1,1810 225,8 0,5973	1,2192 247,9 0,6412	1,2650 270,9 0,6852	1,3222 294,9 0,7293	1,3979 320,7 0,7751	v i s } 100
1,1188 183,5 0,5066	1,1466 204,5 0,5520	1,1788 225,9 0,5964	1,2163 248,0 0,6402	1,2613 270,8 0,6839	1,3169 294,6 0,7278	1,3897 320,1 0,7729	v i s } 120
1,1172 183,7 0,5060	1,1448 204,7 0,5513	1,1766 226,1 0,5955	1,2135 248,0 0,6392	1,2576 270,8 0,6827	1,3118 294,5 0,7263	1,3820 319,5 0,7709	v i s } 140
1,1157 183,9 0,5054	1,1430 204,9 0,5506	1,1744 226,2 0,5946	1,2108 248,1 0,6382	1,2541 270,7 0,6816	1,3070 294,4 0,7250	1,3746 319,1 0,7690	v i s } 160
1,1143 184,2 0,5048	1,1412 205,1 0,5499	1,1722 226,3 0,5938	1,2082 248,2 0,6372	1,2505 270,7 0,6804	1,3023 294,2 0,7235	1,3678 318,7 0,7673	v i s } 180
1,1128 184,4 0,5046	1,1395 205,3 0,5493	1,1701 226,5 0,5932	1,2055 248,2 0,6366	1,2472 270,7 0,6793	1,2977 294,0 0,7222	1,3612 318,4 0,7656	v i s } 200
1,1113 184,7 0,5040	1,1379 205,4 0,5487	1,1680 226,2 0,5924	1,2029 248,3 0,6357	1,2439 270,7 0,6783	1,2933 293,9 0,7209	1,3549 318,0 0,7640	v i s } 220
1,1099 184,9 0,5035	1,1362 205,6 0,5481	1,1660 226,8 0,5917	1,2005 248,5 0,6348	1,2408 270,7 0,6773	1,2891 293,9 0,7195	1,3489 317,9 0,7625	v i s } 240

2:

355

		$\rho, \text{нГ/см}^3$						
		40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°
260	ρ	0,9970	1,0058	1,0172	1,0309	1,0468	1,0649	1,0854
	i	45,3	65,0	84,8	104,6	124,6	144,6	164,8
	s	0,1342	0,1949	0,2525	0,3073	0,3594	0,4092	0,4569
280	ρ	0,9962	1,0050	1,0164	1,0300	1,0458	1,0639	1,0842
	i	45,8	65,4	85,2	105,0	124,9	144,9	165,1
	s	0,1310	0,1947	0,2522	0,3069	0,3590	0,4088	0,4564
300	ρ	0,9954	1,0042	1,0156	1,0292	1,0449	1,0627	1,0829
	i	46,2	65,8	85,5	105,3	125,3	145,3	165,5
	s	0,1338	0,1945	0,2520	0,3066	0,3587	0,4084	0,4559
320	ρ	0,9946	1,0034	1,0146	1,0282	1,0439	1,0615	1,0816
	i	46,6	66,2	85,9	105,8	125,6	145,6	165,8
	s	0,1336	0,1942	0,2516	0,3062	0,3582	0,4079	0,4554
340	ρ	0,9938	1,0026	1,0138	1,0274	1,0429	1,0604	1,0804
	i	47,0	66,6	86,3	106,0	126,0	146,0	166,0
	s	0,1334	0,1940	0,2514	0,3059	0,3577	0,4074	0,4549
360	ρ	0,9931	1,0019	1,0131	1,0265	1,0420	1,0595	1,0792
	i	47,4	67,0	86,7	106,4	126,3	146,2	166,3
	s	0,1332	0,1937	0,2511	0,3055	0,3573	0,4069	0,4544
380	ρ	0,9923	1,0011	1,0122	1,0256	1,0409	1,0583	1,0780
	i	47,9	67,4	87,1	106,8	126,7	146,6	166,6
	s	0,1330	0,1935	0,2509	0,3052	0,3569	0,4065	0,4540
400	ρ	0,9915	1,0004	1,0115	1,0248	1,0401	1,0574	1,0769
	i	48,3	67,8	87,5	107,1	127,0	146,9	166,9
	s	0,1328	0,1933	0,2507	0,3049	0,3565	0,4061	0,4536
420	ρ	0,9907	0,9996	1,0106	1,0238	1,0390	1,0562	1,0756
	i	48,7	68,2	87,8	107,5	127,3	147,2	167,2
	s	0,1326	0,1931	0,2503	0,3045	0,3561	0,4066	0,4531
440	ρ	0,9899	0,9988	1,0098	1,0230	1,0381	1,0552	1,0744
	i	49,1	68,6	88,2	107,8	127,7	147,5	167,6
	s	0,1324	0,1929	0,2500	0,3041	0,3557	0,4052	0,4526
460	ρ	0,9892	0,9981	1,0091	1,0221	1,0372	1,0541	1,0733
	i	49,5	69,0	88,6	108,2	128,0	147,9	167,9
	s	0,1322	0,1926	0,2497	0,3038	0,3554	0,4047	0,4521
480	ρ	0,9884	0,9973	1,0082	1,0212	1,0362	1,0530	1,0721
	i	49,9	69,4	89,0	108,5	128,4	148,2	168,1
	s	0,1320	0,1924	0,2496	0,3035	0,3550	0,4043	0,4516
500	ρ	0,9876	0,9966	1,0075	1,0204	1,0354	1,0521	1,0710
	i	50,3	69,8	89,3	108,9	128,7	148,5	168,4
	s	0,1318	0,1922	0,2493	0,3032	0,3546	0,4039	0,4512

356

И продолжение

180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°	t P, кг/см²
1.1085 185,2 0,5033	1.1345 205,9 0,5475	1.1640 227,0 0,5910	1.1980 248,6 0,6339	1.2376 270,8 0,6763	1.2850 293,8 0,7182	1.3433 317,7 0,7607	v i s } 260
1.1071 185,5 0,5024	1.1328 206,2 0,5469	1.1621 227,1 0,5903	1.1956 248,7 0,6331	1.2347 270,9 0,6753	1.2811 293,8 0,7171	1.3380 317,5 0,7594	v i s } 280
1.1056 185,9 0,5018	1.1313 206,4 0,5463	1.1603 227,3 0,5897	1.1934 248,9 0,6323	1.2316 271,0 0,6744	1.2772 293,8 0,7160	1.3326 317,4 0,7580	v i s } 300
1.1041 186,2 0,5012	1.1297 206,6 0,5457	1.1583 227,5 0,5890	1.1910 249,1 0,6315	1.2286 271,1 0,6735	1.2734 293,8 0,7150	1.3276 317,2 0,7567	v i s } 320
1.1027 186,4 0,5007	1.1281 207,0 0,5451	1.1565 227,8 0,5884	1.1890 249,2 0,6308	1.2258 271,1 0,6726	1.2698 293,8 0,7140	1.3227 312,2 0,7554	v i s } 340
1.1013 186,7 0,5002	1.1265 207,2 0,5445	1.1547 228,0 0,5877	1.1868 249,3 0,6301	1.2231 271,3 0,6717	1.2663 293,8 0,7129	1.3180 317,0 0,7541	v i s } 360
1.0999 187,0 0,4997	1.1249 207,4 0,5439	1.1529 228,2 0,5871	1.1847 249,5 0,6293	1.2206 271,3 0,6707	1.2630 293,8 0,7118	1.3135 316,9 0,7529	v i s } 380
1.0986 187,3 0,4992	1.1234 207,7 0,5434	1.1513 228,4 0,5865	1.1827 249,7 0,6286	1.2183 271,5 0,6699	1.2598 293,9 0,7108	1.3091 316,8 0,7517	v i s } 400
1.0972 187,6 0,4986	1.1218 208,0 0,5428	1.1496 228,6 0,5858	1.1806 249,8 0,6278	1.2160 271,6 0,6690	1.2569 293,9 0,7097	1.3050 316,8 0,7506	v i s } 420
1.0959 187,8 0,4981	1.1203 208,2 0,5422	1.1479 228,8 0,5851	1.1787 249,9 0,6270	1.2138 271,7 0,6682	1.2541 293,9 0,7087	1.3010 316,7 0,7494	v i s } 440
1.0947 188,0 0,4976	1.1189 208,4 0,5416	1.1463 228,9 0,5844	1.1769 250,0 0,6263	1.2117 271,7 0,6673	1.2512 293,9 0,7077	1.2972 316,6 0,7483	v i s } 460
1.0934 188,3 0,4971	1.1175 208,6 0,5410	1.1447 229,1 0,5837	1.1751 250,2 0,6255	1.2095 271,8 0,6664	1.2485 293,9 0,7037	1.2936 316,5 0,7471	v i s } 480
1.0922 188,6 0,4965	1.1161 208,8 0,5404	1.1431 229,3 0,5831	1.1733 250,4 0,6248	1.2075 271,9 0,6656	1.2461 293,9 0,7056	1.2902 316,4 0,7459	v i s } 500

		$p, \text{ кг/см}^2$						
		320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°
0.05	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	55,80 744,4 2,3102	57,69 754,0 2,3261	59,57 763,8 2,3418	61,46 773,6 2,3569	63,33 783,4 2,3717	65,21 793,3 2,3863	67,09 803,3 2,4006
	0.06	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	46,50 744,4 2,2900	48,07 754,0 2,3059	49,64 763,8 2,3216	51,20 773,6 2,3368	52,78 783,4 2,3516	54,35 793,3 2,3662
0.08		$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	34,88 744,4 2,2682	36,05 754,0 2,2742	37,23 763,8 2,2898	38,41 773,6 2,3049	39,59 783,4 2,3198	40,76 793,3 2,3343
	0.10	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	27,90 744,4 2,2337	28,84 754,0 2,2497	29,78 763,8 2,2652	30,72 773,6 2,2804	31,67 783,4 2,2953	32,61 793,3 2,3098
0.12		$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	23,25 744,4 2,2,35	24,03 754,0 2,2295	24,82 763,8 2,2451	25,60 773,6 2,2603	26,39 783,4 2,2752	27,17 793,3 2,2897
	0.16	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	17,43 744,4 2,1819	18,02 754,0 2,1978	18,61 763,8 2,2133	19,20 773,6 2,2286	19,79 783,4 2,2435	20,37 793,3 2,2580
0.20		$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	13,95 744,4 2,1573	14,42 754,0 2,1732	14,89 763,8 2,1887	15,36 773,6 2,2040	15,83 783,4 2,2189	16,30 793,3 2,2334
	0.24	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	11,62 744,3 2,1371	12,02 754,0 2,1531	12,41 763,8 2,1686	12,80 773,6 2,1839	13,19 783,4 2,1988	13,59 793,3 2,2133
0.30		$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	9,298 744,3 2,1124	9,612 754,0 2,1285	9,926 763,8 2,1441	10,24 773,6 2,1592	10,55 783,4 2,1741	10,87 793,3 2,1887
	0.40	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	6,971 744,3 2,0807	7,207 753,9 2,0968	7,443 763,7 2,1124	7,679 773,5 2,1276	7,916 783,3 2,1425	8,151 793,2 2,1571
0.50		$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	5,577 744,2 2,0560	5,767 753,9 2,0721	5,965 763,7 2,0876	6,144 773,5 2,1029	6,333 783,3 2,1177	6,521 793,2 2,1323
	0.60	$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	4,646 744,1 2,0359	4,804 753,8 2,0519	4,961 763,6 2,0675	5,118 773,4 2,0827	5,277 783,3 2,0976	5,434 793,2 2,1122
0.70		$\left\{ \begin{array}{l} v \\ i \\ s \end{array} \right.$	3,982 744,1 2,0189	4,117 753,8 2,0349	4,252 763,6 2,0504	4,388 773,4 2,0657	4,522 783,2 2,0806	4,657 793,1 2,0951

Продолжение

450°	480°	500°	520°	550°	600°	700°	v l s } 0,05
ρ, кг/см³							
68,98 813,3 2,4146	70,86 823,4 2,4283	72,74 833,6 2,4417	74,62 843,8 2,4550	77,45 859,3 2,4745	82,17 885,5 2,5067	91,58 938,9 2,5537	
57,49 813,3 2,3945	59,05 823,4 2,4082	60,62 833,6 3,4217	62,18 843,8 2,4349	64,55 859,3 2,4544	68,47 885,5 2,4836	76,32 938,9 2,5433	
43,12 813,3 2,3626	44,30 823,4 2,3764	45,47 833,6 2,3899	46,65 843,8 2,4031	48,41 859,3 2,4226	51,35 885,4 2,4539	57,24 938,9 2,5119	
34,49 813,3 2,3381	35,43 823,4 2,3519	36,38 833,6 2,3654	37,32 843,8 2,3785	38,73 859,3 2,3980	41,08 885,4 2,4293	45,79 938,9 2,4873	
28,74 813,3 2,3181	29,52 823,4 2,3318	30,31 833,6 2,3453	31,10 843,8 2,3585	32,27 859,3 2,3780	34,24 885,4 2,4092	38,16 938,9 2,4672	
21,54 813,3 2,2863	22,13 823,4 2,3001	22,72 833,6 2,3137	23,31 843,8 2,3271	24,20 859,3 2,3466	25,68 885,4 2,3775	28,62 938,9 2,4355	
17,23 813,3 2,2617	17,70 823,4 2,2755	18,17 833,6 2,2891	18,64 843,8 2,3025	19,35 859,3 2,3220	20,54 885,4 2,3529	22,89 938,9 2,4109	
14,37 813,3 2,2416	14,76 823,4 2,2554	15,16 831,6 2,2690	15,55 843,8 2,2821	16,14 859,3 2,3019	17,12 885,4 2,3329	19,08 938,9 2,3908	
11,50 813,3 2,2171	11,81 823,4 2,2309	12,12 833,6 2,2445	12,44 843,8 2,2579	12,91 859,3 2,2773	13,69 885,4 2,3082	15,262 938,9 2,3662	
8,623 813,2 2,1855	8,858 823,4 2,1993	9,093 833,6 2,2128	9,329 843,8 2,2261	9,682 859,3 2,2456	10,269 885,4 2,2765	11,446 938,9 2,3345	
6,898 813,2 2,1607	7,087 823,3 2,1745	7,275 833,5 2,1880	7,464 843,7 2,2014	7,746 859,3 2,2209	8,215 885,4 2,2519	9,157 938,8 2,3099	
5,750 813,2 2,1495	5,906 823,3 2,1542	6,063 833,5 2,1678	6,220 843,7 2,1811	6,454 859,2 2,2007	6,846 885,4 2,2318	7,630 938,8 2,2899	
4,927 813,1 2,1235	5,061 823,3 2,1372	5,195 833,5 2,1508	5,331 843,7 2,1641	5,532 859,2 2,1837	5,867 885,3 2,2148	6,540 938,8 2,2728	

t		$\rho, \text{ кг/см}^3$						
		32°	34°	36°	38°	40°	42°	44°
0.80	v	3,482	3,601	3,720	3,838	3,956	4,074	4,191
	i	744,0	753,7	763,5	773,3	783,2	793,1	803,1
0.90	v	3,095	3,200	3,305	3,410	3,515	3,620	3,725
	i	743,9	753,6	763,4	773,2	783,1	793,1	803,1
1.0	v	2,784	2,880	2,975	3,068	3,163	3,257	3,352
	i	743,5	753,2	762,9	772,7	782,6	792,6	802,6
1.2	v	2,320	2,399	2,478	2,556	2,635	2,713	2,792
	i	743,5	753,2	762,9	772,7	782,6	792,6	802,6
1.4	v	1,987	2,056	2,123	2,190	2,258	2,325	2,393
	i	743,4	753,2	762,9	772,7	782,6	792,6	802,6
1.6	v	1,738	1,793	1,857	1,916	1,975	2,034	2,093
	i	743,3	753,1	762,9	772,7	782,6	792,6	802,6
1.8	v	1,545	1,598	1,650	1,702	1,755	1,807	1,850
	i	743,2	753,0	762,8	772,7	782,6	792,6	802,6
2.0	v	1,389	1,437	1,485	1,532	1,579	1,627	1,673
	i	743,1	753,0	762,8	772,7	782,6	792,6	802,6
2.5	v	1,111	1,149	1,187	1,225	1,262	1,300	1,338
	i	742,8	752,7	762,5	772,5	782,4	792,4	802,5
3.0	v	0,9243	0,9562	0,9881	1,020	1,052	1,083	1,115
	i	742,5	752,5	762,3	772,2	782,2	792,2	802,3
4.0	v	0,6917	0,7158	0,7398	0,7637	0,7876	0,8114	0,8352
	i	742,0	751,9	761,8	771,8	781,8	791,8	802,0
5.0	v	0,5521	0,5715	0,5908	0,6101	0,6294	0,6485	0,6676
	i	741,4	751,4	761,4	771,4	781,5	791,5	801,8
6.0	v	0,4591	0,4753	0,4915	0,5077	0,5237	0,5398	0,5558
	i	740,8	750,9	760,9	771,0	781,1	791,1	801,3
7.0	v	0,3926	0,4066	0,4206	0,4345	0,4483	0,4621	0,4759
	i	740,2	750,3	760,3	770,5	780,6	790,8	801,0
	s	1,7609	1,7776	1,7939	1,8097	1,8260	1,84399	1,8544

360

Продолжение

460°	480°	500°	520°	550°	600°	700°	t $\rho, \text{ кг/см}^3$
4,309 813,1 2,1086	4,427 823,3 2,1224	4,545 833,5 2,1360	4,663 843,7 2,1494	4,840 859,2 2,1690	5,134 885,3 2,2001	5,722 938,8 2,2581	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 0,80$
3,830 813,1 2,0954	3,936 823,4 2,1092	4,040 833,4 2,1228	4,145 843,6 2,1362	4,302 859,2 2,1558	4,563 885,3 2,1871	5,086 938,8 2,2451	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 0,90$
3,446 812,6 2,0848	3,540 822,8 2,0985	3,635 833,0 2,1119	3,729 843,2 2,1250	3,871 858,8 2,1443	4,107 884,8 2,1749	4,578 938,0 2,2325	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,0$
2,871 812,6 2,0645	2,950 822,8 2,0783	3,028 833,0 2,0918	3,107 843,2 2,1049	3,225 858,8 2,1242	3,422 884,8 2,1548	3,815 938,0 2,2126	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,2$
2,460 812,6 2,0476	2,528 822,8 2,0613	2,595 833,0 2,0748	2,662 843,2 2,0879	2,765 858,8 2,1072	2,933 884,8 2,1378	3,269 938,0 2,1954	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,4$
2,152 812,6 2,0328	2,211 822,8 2,0464	2,270 833,0 2,0599	2,330 843,2 2,0730	2,418 858,8 2,0923	2,566 884,8 2,1229	2,851 938,0 2,1205	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\}$
1,913 812,6 2,0198	1,955 822,8 2,0335	2,018 833,0 2,0469	2,071 843,2 2,0600	2,150 858,8 2,0793	2,281 884,8 2,1099	2,543 938,0 2,1675	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 1,8$
1,721 812,6 2,0081	1,768 822,8 2,0218	1,815 833,0 2,0353	1,854 843,2 2,0484	1,935 858,8 2,0677	2,052 884,8 2,0983	2,288 937,9 2,1550	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 2,0$
1,376 812,5 1,9837	1,414 822,7 1,9971	1,453 832,9 2,0105	1,490 843,1 2,0235	1,547 858,7 2,0429	1,642 884,7 2,0735	1,831 937,8 2,1313	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 2,5$
1,147 812,3 1,9631	1,179 822,5 1,9768	1,210 832,7 1,9903	1,242 842,9 2,0035	1,289 858,5 2,0228	1,368 884,5 2,0534	1,5250 937,7 2,1112	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 3,0$
0,8590 812,1 1,9311	0,8828 822,3 1,9448	0,9066 832,5 1,9583	0,9304 842,8 1,9715	0,9660 858,4 1,9908	1,025 884,4 2,0215	1,1435 937,6 2,0794	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 4,0$
0,6867 811,7 1,9062	0,7058 821,9 1,9200	0,7248 832,1 1,9335	0,7439 842,4 1,9467	0,7724 859,0 1,9661	0,8198 884,1 1,9968	0,9144 937,5 2,0547	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 5,0$
0,5717 811,5 1,8857	0,5876 821,7 1,8996	0,6036 83,9 1,9131	0,6194 842,2 1,9263	0,6432 857,8 1,9457	0,6829 884,0 1,9764	0,7618 937,4 2,0343	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 6,0$
0,4896 811,2 1,8685	0,5033 821,4 1,8824	0,5169 831,7 1,8959	0,5306 842,0 1,9091	0,5510 857,6 1,9285	0,5851 883,8 1,9694	0,6528 937,3 2,0173	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 7,0$

$\rho, \text{кг/см}^3$	320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°
8.0 { v l s	0,3429 739,5 1,7455	0,3552 749,5 1,7623	0,3674 760,0 1,7786	0,3796 770,1 1,7945	0,3918 780,3 1,8099	0,4039 790,5 1,8248	0,4159 800,6 1,8393
9.0 { v l s	0,3040 739,0 1,7318	0,3150 749,2 1,7487	0,3260 759,4 1,7651	0,3369 769,7 1,7810	0,3477 779,5 1,7953	0,3586 790,1 1,8114	0,3693 800,3 1,8259
10 { v l s	0,2731 738,4 1,7194	0,2829 748,7 1,7365	0,2929 758,9 1,7530	0,3028 769,2 1,7690	0,3126 779,5 1,7843	0,3223 789,7 1,7996	0,3320 799,9 1,8139
12 { v l s	0,2265 737,1 1,6979	0,2348 747,6 1,7151	0,2432 757,9 1,7317	0,2515 768,3 1,7478	0,2598 778,7 1,7633	0,2679 788,9 1,7784	0,2761 799,3 1,7933
14 { v l s	0,1933 735,8 1,6792	0,2005 746,4 1,6966	0,2077 756,9 1,7135	0,2150 767,4 1,7297	0,2220 777,9 1,7454	0,2291 788,3 1,7607	0,2361 798,7 1,7755
16 { v l s	0,1683 734,7 1,6630	0,1747 745,4 1,6807	0,1811 756,0 1,6977	0,1875 766,6 1,7140	0,1937 777,1 1,7299	0,2000 787,5 1,7453	0,2062 798,0 1,7600
18 { v l s	0,1490 733,6 1,6484	0,1548 744,3 1,6663	0,1605 755,0 1,6835	0,1661 765,6 1,7000	0,1717 776,2 1,7160	0,1773 786,7 1,7315	0,1829 797,3 1,7465
20 { v l s	0,1334 732,4 1,6354	0,1386 743,4 1,6534	0,1438 754,1 1,6707	0,1491 764,8 1,6874	0,1542 775,5 1,7035	0,1592 786,1 1,7190	0,1642 796,9 1,7341
25 { v l s	0,1055 729,1 1,6071	0,1048 740,5 1,6256	0,1141 751,6 1,6432	0,1183 762,6 1,6603	0,1225 773,4 1,6767	0,1266 784,2 1,6924	0,1308 795,1 1,7077
30 { v l s	0,08680 726,1 1,5827	0,09055 737,7 1,6019	0,09421 749,2 1,6202	0,09780 760,4 1,6376	0,1013 771,4 1,6542	0,1048 782,4 1,6703	0,1084 793,3 1,6858
35 { v l s	0,07344 722,8 1,5615	0,07675 734,8 1,5812	0,07997 746,5 1,6000	0,08314 758,0 1,6180	0,08624 769,3 1,6352	0,08927 780,4 1,6513	0,09228 791,5 1,6671
40 { v l s	0,06338 719,6 1,5423	0,06636 731,9 1,5631	0,06927 743,8 1,5823	0,07212 755,6 1,6003	0,07490 767,2 1,6117	0,07763 778,5 1,6345	0,08039 789,8 1,6505
45 { v l s	0,05556 716,0 1,5250	0,05830 728,7 1,5463	0,06095 741,2 1,5660	0,06356 753,3 1,5848	0,06610 765,1 1,026	0,06856 776,8 1,6194	0,07098 788,1 1,6357
50 { v l s	0,04927 712,5 1,5087	0,05186 725,8 1,5308	0,05432 738,5 1,5512	0,05671 750,8 1,5703	0,05904 762,9 1,5885	0,06130 774,7 1,6057	0,06352 785,3 1,6222

Продолжение

							t p, кг/см³
460°	480°	500°	520°	550°	600°	700°	
0,4280 810,8 1,8534	0,4400 821,0 1,8573	0,4519 831,4 1,8908	0,4639 841,8 1,8941	0,4819 857,4 1,9135	0,5117 893,5 1,9445	0,5711 937,1 2,0025	v i s } 8,0
0,3800 810,5 1,8402	0,3907 820,8 1,8541	0,4014 831,2 1,8677	0,4121 841,6 1,8810	0,4280 857,2 1,9004	0,4546 883,4 1,9314	0,5074 936,9 1,9895	v i s } 9,0
0,3417 810,2 1,8282	0,3513 820,5 1,8421	0,3509 830,9 1,8558	0,3705 841,3 1,8691	0,3851 855,9 1,8885	0,4088 883,2 1,9195	0,4555 936,8 1,9711	v i s } 10
0,2842 809,7 1,8076	0,2922 820,1 1,8215	0,3003 830,5 1,8351	0,3084 840,9 1,8484	0,3205 855,5 1,8579	0,3405 882,8 1,9090	0,3802 935,5 1,9571	v i s } 12
0,2431 809,1 1,7893	0,2501 819,5 1,8039	0,2570 829,9 1,8177	0,2639 840,3 1,8311	0,2744 855,0 1,8405	0,2915 882,5 1,8817	0,3257 935,3 1,9402	v i s }
0,2123 808,4 1,7745	0,2184 818,8 1,7886	0,2245 829,4 1,8024	0,2305 839,8 1,8158	0,2398 855,6 1,8353	0,246 881,7 1,8534	0,2848 936,0 1,9253	v i s } 16
0,1884 807,7 1,7610	0,1938 818,2 1,7751	0,1992 828,8 1,7889	0,2047 839,3 1,8024	0,2129 855,2 1,8220	0,2264 881,7 1,8534	0,2529 936,6 1,9121	v i s } 18
0,1692 807,1 1,7486	0,1741 817,7 1,7628	0,1790 828,3 1,7767	0,1840 838,8 1,7902	0,1913 854,7 1,8100	0,2035 881,3 1,8415	0,2276 935,5 1,9013	v i s } 20
0,1347 805,7 1,7225	0,1387 816,3 1,7368	0,1426 827,0 1,7509	0,1465 837,6 1,7646	0,1527 853,7 1,7844	0,1624 880,5 1,8150	0,1818 934,8 1,8752	v i s } 25
0,1118 804,1 1,7008	0,1151 814,9 1,7153	0,1185 825,7 1,7295	0,1218 835,5 1,7432	0,1269 852,6 1,7632	0,1350 879,6 1,7950	0,1512 934,1 1,8545	v i s } 30
0,09525 802,5 1,6822	0,09320 813,5 1,6959	0,10 824,4 1,7112	0,1039 835,3 1,7251	0,1083 851,5 1,7452	0,1154 878,7 1,7772	0,12949 933,4 1,8370	v i s }
0,08293 801,0 1,6659	0,08555 812,0 1,6803	0,08816 823,0 1,6953	0,09074 834,0 1,7094	0,09457 850,1 1,7295	0,1008 877,7 1,7617	0,11313 932,7 1,8217	v i s } 40
0,07337 801,0 1,6659	0,07572 812,0 1,6808	0,07804 823,0 1,6953	0,8035 834,0 1,7094	0,8380 850,4 1,7296	0,88943 877,7 1,7617	0,10041 932,7 1,8217	v i s } 45
0,06571 797,7 1,6380	0,06785 809,1 1,6532	0,06999 820,3 1,6681	0,07208 831,5 1,6823	0,07519 848,2 1,7029	0,08029 875,8 1,7355	0,09020 931,3 1,7961	v i s } 50

		$\rho, \text{ кг/см}^3$						
		320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°
60	v	0,03976	0,04213	0,04432	0,04642	0,04845	0,05052	0,05233
	i	705,1	719,6	733,1	746,1	758,7	770,9	782,7
	s	1,4788	1,5029	1,5246	1,5448	1,5635	1,5813	1,5983
70	v	0,03287	0,03512	0,03714	0,03903	0,04084	0,04260	0,04430
	i	697,1	713,0	727,0	741,0	754,1	766,8	779,1
	s	1,4510	1,4773	1,5007	1,5220	1,5417	1,5602	1,5776
80	v	0,02757	0,02976	0,03171	0,03348	0,03514	0,03674	0,03828
	i	688,0	705,8	721,5	735,9	749,5	762,6	775,3
	s	1,4239	1,4534	1,4787	1,5012	1,5217	1,5408	1,5589
90	v	0,02336	0,02553	0,02745	0,02914	0,03070	0,03218	0,03359
	i	677,7	698,0	715,1	730,4	744,6	758,3	771,4
	s	1,3968	1,4303	1,4578	1,4818	1,5031	1,5230	1,5418
100	v	0,01988	0,02210	0,02397	0,02560	0,02709	0,02848	0,02981
	i	666,0	689,2	708,0	724,6	739,8	754,1	767,8
	s	1,3688	1,4071	1,4376	1,4632	1,4858	1,5065	1,5260
120	v	1,495	0,01679	0,01870	0,02024	0,02166	0,2292	0,02412
	i	348,8	669,2	692,7	717,9	729,5	745,5	759,9
	s	0,8225	1,3694	1,3978	1,4282	1,4537	1,4765	1,4975
140	v	1,481	0,0253	0,01471	0,01634	0,01772	0,01893	0,02004
	i	347,5	642,8	674,4	698,0	718,2	736,1	751,6
	s	0,8189	1,3055	1,3563	1,3935	1,4234	1,4490	1,4714
160	v	1,468	1,621	0,01154	0,01331	0,01471	0,01590	0,01696
	i	346,4	379,4	651,8	681,9	705,6	725,8	742,6
	s	0,8159	0,8708	1,3112	1,3581	1,3937	1,4234	1,4470
180	v	1,457	1,596	0,00862	0,00883	0,01231	0,01351	0,01454
	i	345,5	376,9	620,3	662,8	691,6	714,3	733,2
	s	0,8133	0,8654	1,2543	1,3202	1,3641	1,3970	1,4236
200	v	1,436	1,554	1,768	0,00650	0,00862	0,00991	0,01096
	i	344,2	373,5	411,0	607,8	657,8	688,9	712,6
	s	0,8110	0,8612	0,9280	0,2770	1,3327	0,3710	1,4008
220	v	1,436	1,554	1,768	0,00660	0,00862	0,00991	0,01096
	i	344,2	373,5	411,0	607,8	657,8	688,9	712,6
	s	0,8088	0,8578	0,9183	1,2232	1,2965	1,3448	1,3786
240	v	1,427	1,538	1,722	0,00371	0,00710	0,00851	0,00958
	i	343,6	372,2	407,3	526,0	636,1	674,1	701,3
	s	0,8067	0,8542	0,9108	1,0937	1,2606	1,3168	1,3562

Продолжение

460°		500°	520°	550°	600°	700°	$\rho, \text{кг/см}^3$
0,05420 794,3 1,6146	0,05604 805,9 1,6302	0,05785 817,5 1,6453	0,05962 828,9 1,6598	0,06227 845,8 1,6809	0,06658 873,8 1,7138	0,07494 929,9 1,7750	ν l s } 70
0,04596 791,1 1,5943	0,04759 803,0 1,6103	0,04918 804,7 1,6257	0,05073 826,3 1,6404	0,05304 843,5 1,6617	0,05678 871,8 1,6951	0,06404 928,6 1,7569	ν l s } 80
0,03977 787,7 1,5761	0,04122 799,8 1,5925	0,04265 811,8 1,6082	0,04405 823,6 1,6233	0,04610 841,1 1,6449	0,04944 869,8 1,6788	0,05586 927,1 1,7411	ν l s } 90
0,03496 784,2 1,5596	0,03629 796,7 1,5766	0,03758 809,0 1,5925	0,03884 821,0 1,6078	0,04071 838,7 1,6298	0,04372 867,8 1,6642	0,04950 925,7 1,7270	ν l s } 100
0,03109 780,9 1,5444	0,03232 793,6 1,5617	0,03352 806,1 1,5781	0,03469 818,2 1,5938	0,03641 836,3 1,6161	0,03916 865,8 1,6509	0,04440 924,3 1,7142	ν l s } 120
0,02527 773,7 1,5169	0,02635 787,1 1,5351	0,02740 800,1 1,5522	0,02842 812,8 1,5685	0,02991 831,5 1,5916	0,03229 861,8 1,6273	0,03677 921,5 1,6917	ν l s } 140
0,02109 766,1 1,4921	0,02208 780,4 1,5112	0,02303 794,1 1,5292	0,02394 803,7 1,5463	0,02527 826,6 1,5702	0,02738 857,7 1,6067	0,03131 918,7 1,6726	ν l s } 160
0,01794 758,3 1,4691	0,01867 773,4 1,4895	0,01974 787,9 1,5086	0,02058 801,8 1,5282	0,02179 82,6 1,5508	0,02369 853,6 1,5886	0,02722 915,9 1,6557	ν l s } 180
0,01549 750,3 1,4475	0,01636 765,3 1,4691	0,01718 781,6 1,4891	0,01796 796,0 1,5075	0,01908 816,5 1,5332	0,02083 849,5 1,5720	0,02404 913,0 1,6401	ν l s } 200
0,01351 741,8 1,4266	0,01436 759,0 1,4498	0,01513 775,0 1,4709	0,01587 790,0 1,4903	0,01691 811,4 1,5168	0,01854 845,3 1,5567	0,02150 910,1 1,6265	ν l s } 220
0,01188 732,8 1,4064	0,01270 751,2 1,4313	0,01345 768,2 1,4536	0,01414 784,0 1,4739	0,01514 806,2 1,5018	0,01666 841,1 1,5428	0,01942 907,3 1,6138	ν l s } 240
0,01051 723,3 1,3865	0,01131 743,2 1,4130	0,01204 761,3 1,4367	0,01271 777,8 1,4584	0,01365 800,9 1,4875	0,01510 837,9 1,5295	0,01768 904,5 1,6020	ν l s }

$\rho, \text{кг/см}^3$		320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°
260	ν	1,418	1,523	1,688	0,00215	0,00565	0,00728	0,00840
	i s	343,2 0,8045	371,3 0,8513	404,5 0,9047	455,6 0,9837	608,1 1,2142	657,4 1,2869	688,9 1,3324
280	ν	1,410	1,510	1,659	0,00199	0,00425	0,00618	0,00737
	i s	342,8 0,8028	370,4 0,8484	402,3 0,8998	445,2 0,9676	572,1 1,1570	638,9 1,2558	675,2 1,3081
300	ν	1,403	1,497	1,642	0,00191	0,00306	0,00520	0,00646
	i s	342,4 0,8009	369,7 0,8450	400,7 0,8960	440,2 0,9669	525,8 1,0659	618,0 1,2218	650,7 1,2829
320	ν	1,395	1,486	1,620	0,001848	0,00246	0,00435	0,00565
	i s	342,0 0,7990	369,0 0,8437	399,0 0,8922	435,5 0,9482	469,8 1,0404	594,9 1,1857	645,4 1,2575
340	ν	1,388	1,475	1,601	0,001799	0,00224	0,00362	0,00494
	i s	341,6 0,7972	368,2 0,8413	397,5 0,8884	431,9 0,9414	483,1 1,0182	570,9 1,1483	629,2 1,2316
360	ν	1,381	1,465	1,583	0,001759	0,00211	0,00302	0,00431
	i s	341,3 0,7956	367,6 0,8391	395,2 0,8852	429,0 0,9357	474,9 1,0042	547,9 1,1127	611,7 1,2043
380	ν	1,375	1,455	1,566	0,001727	0,00201	0,00266	0,00377
	i s	341,1 0,7941	367,0 0,8371	395,2 0,8824	426,6 0,9309	468,4 0,9938	530,6 1,0851	594,5 1,1778
400	ν	1,369	1,445	1,550	0,00170	0,00194	0,00243	0,00334
	i s	340,8 0,7926	366,5 0,8350	394,3 0,8797	424,7 0,9267	464,1 0,9852	518,2 1,0651	578,8 1,1534
420	ν	1,363	1,436	1,535	0,00168	0,00189	0,00228	0,00301
	i s	340,5 0,7911	365,9 0,8330	393,3 0,8771	422,9 0,9228	460,4 0,9786	509,1 1,0501	564,7 1,1312
440	ν	1,357	1,427	1,522	0,00165	0,00185	0,00217	0,00277
	i s	340,3 0,7896	365,3 0,8310	392,3 0,8745	421,3 0,9193	457,3 0,9724	501,9 1,0379	552,7 1,1122
460	ν	1,352	1,419	1,510	0,00164	0,00181	0,00208	0,00258
	i s	340,1 0,7882	365,0 0,8294	391,5 0,8720	419,9 0,9160	454,6 0,9573	496,2 1,0281	542,7 1,0959
480	ν	1,347	1,412	1,499	0,00162	0,00178	0,00202	0,00244
	i s	339,9 0,7868	364,6 0,8278	390,7 0,8698	418,7 0,9132	452,2 0,9625	491,4 1,0197	534,6 1,0824
500	ν	1,343	1,406	1,489	0,00160	0,00175	0,00196	0,00232
	i s	339,7 0,7855	364,2 0,8262	390,0 0,8677	417,6 0,9104	450,0 0,9582	487,4 1,0125	528,1 1,0716

Продолжение

	490°	500°	520°	550°	600°	700°	$\rho, \text{кг/см}^3$
0,00934 713,5 1,3655	0,01014 735,0 1,3952	0,01085 754,1 1,4207	0,01150 771,5 1,4435	0,01240 795,5 1,4736	0,01378 832,7 1,5169	0,01622 901,6 1,5908	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 260$
0,00832 703,3 1,3473	0,00912 726,6 1,3735	0,00982 746,9 1,4050	0,01046 765,0 1,4290	0,01133 790,0 1,4603	0,01264 828,5 1,5049	0,01495 898,7 1,5804	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 280$
0,00743 692,8 1,3280	0,00824 718,1 1,3623	0,00894 739,2 1,3897	0,00965 758,3 1,4147	0,01040 784,4 1,4474	0,01167 824,1 1,4933	0,01387 895,8 1,5705	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 300$
0,00565 682,1 1,3090	0,00746 709,5 1,3463	0,00816 731,4 1,3749	0,00877 751,5 1,4007	0,00959 778,7 1,4350	0,01081 819,7 1,4824	0,01292 892,9 1,5610	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 320$
0,00595 670,4 1,2892	0,00677 700,3 1,3300	0,00747 723,4 1,3602	0,00807 744,6 1,3872	0,00887 773,1 1,4230	0,01006 815,4 1,4719	0,01208 890,0 1,5520	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 340$
0,00533 657,7 2,2678	0,00516 690,3 1,3127	0,00585 715,3 1,3455	0,00744 737,7 1,3742	0,00824 767,5 1,4111	0,00939 811,0 1,4617	0,01133 887,0 1,5433	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 360$
0,00479 644,1 1,2461	0,00552 679,6 1,2947	0,00630 707,1 1,3310	0,00689 730,8 1,3614	0,00767 761,8 1,3996	0,00879 805,7 1,4518	0,01067 884,1 1,5351	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 380$
0,00431 630,8 1,2251	0,00513 668,7 1,2767	0,00582 698,7 1,3166	0,00639 723,8 1,3486	0,00716 756,0 1,3885	0,00825 802,3 1,4423	0,01007 881,2 1,5271	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 400$
0,00390 617,8 1,2049	0,00470 658,1 1,2592	0,00537 690,2 1,3022	0,00594 716,5 1,3358	0,00670 750,2 1,3776	0,00776 797,9 1,4331	0,00953 878,3 1,5193	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 420$
0,00354 605,0 1,1855	0,00431 647,6 1,2421	0,00498 681,8 1,2878	0,00554 709,3 1,3232	0,00628 744,3 1,3668	0,00732 793,4 1,4240	0,00903 875,1 1,5118	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 440$
0,00325 592,3 1,1661	0,00397 637,1 1,2254	0,00462 673,4 1,2738	0,00518 702,3 1,3112	0,00590 738,5 1,3561	0,00692 789,0 1,4151	0,00859 872,4 1,5046	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 460$
0,00302 581,2 1,1491	0,00368 626,6 1,2091	0,00431 665,0 1,2598	0,00485 695,3 1,2992	0,00556 727,7 1,3457	0,00656 784,6 1,4064	0,00818 869,5 1,4976	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 480$
0,00282 572,0 1,1344	0,00343 616,1 1,1932	0,00402 656,8 1,2464	0,00455 688,3 1,2871	0,00524 726,9 1,3353	0,00622 780,2 1,3978	0,00781 866,6 1,4907	$\left. \begin{matrix} v \\ i \\ s \end{matrix} \right\} 500$

ПРИЛОЖЕНИЕ VI

Средняя объемная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/н.м³·град)

°С	O ₂	N ₂	H ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	Воздух
0	0,312	0,311	0,305	0,311	0,387	0,356	0,311
100	0,315	0,311	0,308	0,311	0,411	0,359	0,311
200	0,319	0,312	0,310	0,313	0,432	0,362	0,312
300	0,324	0,314	0,311	0,315	0,449	0,367	0,315
400	0,329	0,316	0,311	0,318	0,464	0,372	0,318
500	0,334	0,319	0,312	0,321	0,479	0,378	0,321
600	0,339	0,321	0,313	0,325	0,492	0,384	0,324
700	0,343	0,325	0,314	0,328	0,503	0,390	0,328
800	0,347	0,328	0,315	0,332	0,514	0,396	0,331
900	0,350	0,331	0,316	0,335	0,530	0,403	0,334
1 000	0,353	0,334	0,318	0,338	0,532	0,409	0,337
1 100	0,356	0,337	0,319	0,341	0,540	0,415	0,340
1 200	0,358	0,340	0,321	0,344	0,547	0,422	0,343
1 300	0,361	0,342	0,323	0,346	0,553	0,428	0,345
1 400	0,363	0,345	0,325	0,349	0,559	0,433	0,348
1 500	0,365	0,347	0,327	0,351	0,565	0,439	0,350
1 600	0,367	0,349	0,329	0,353	0,570	0,445	0,352
1 700	0,369	0,351	0,331	0,355	0,574	0,450	0,354
1 800	0,371	0,353	0,333	0,357	0,579	0,455	0,356
1 900	0,373	0,355	0,335	0,358	0,583	0,460	0,357
2 000	0,375	0,356	0,336	0,360	0,586	0,464	0,359
2 100	0,377	0,358	0,338	0,362	0,590	0,469	0,361
2 200	0,378	0,360	0,340	0,363	0,593	0,473	0,362
2 300	0,380	0,361	0,342	0,364	0,596	0,477	0,364
2 400	0,381	0,363	0,344	0,366	0,599	0,481	0,365
2 500	0,383	0,364	0,346	0,367	0,602	0,485	0,366
2 600	0,385	0,365	0,347	0,368	0,605	0,488	0,367
2 700	0,386	0,366	0,349	0,369	0,607	0,492	0,369
2 800	0,387	0,367	0,350	0,370	0,610	—	0,370
2 900	0,389	0,368	0,352	0,371	0,612	—	0,371
3 000	0,390	0,369	0,355	0,372	0,614	—	0,372

Насыщенный водяной пар (по температурам)

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{кг/см}^2$	$v', \text{м}^3/\text{кг}$	$v'', \text{м}^3/\text{кг}$	$\tau'', \text{кг/м}^3$	$i', \text{ккал/кг}$	$i'', \text{ккал/кг}$	$r, \text{ккал/кг}$	$s', \text{ккал/кг} \times \text{X}^{\circ}\text{Рад}$	$s'', \text{ккал/кг} \times \text{X}^{\circ}\text{Рад}$
0	0,006228	0,0010002	206,3	0,004846	0	597,2	597,2	0	2,1863
5	0,006890	0,00 0000	147,2	0,006795	5,03	599,4	594,4	0,0182	2,1551
10	0,012513	0,0010004	105,4	0,009395	10,04	601,6	591,6	0,0361	2,1253
15	0,017376	0 0010010	77,99	0,01282	15,04	603,8	588,8	0,0536	2,0970
20	0,02383	0,0010018	57,84	0,01729	20,03	606,0	585,0	0,0708	2,0697
25	0,03229	0,0010030	43,41	0,02304	25,02	608,2	583,2	0,0876	2,0436
30	0,04325	0,010044	32,93	0,03035	30,00	610,4	580,4	0,1042	2,0187
35	0,05733	0,0010061	25,25	0,03970	34,99	612,5	577,5	0,1205	1,9947
40	0,07520	0,0010079	19,55	0,05114	39,98	614,7	574,7	0,1366	1,9718
45	0,09771	0,0010059	15,28	0,06544	44,95	616,8	571,8	0,1524	1,9498
50	0,12578	0,0010121	12,05	0,08298	49,95	619,0	569,0	0,1679	1,9287
55	0,16061	0,0010145	9,584	0,1043	54,94	621,0	566,1	0,1833	1,9085
60	0,2031	0,0010171	7,682	0,1302	59,94	623,2	563,3	0,1984	1,8891
65	0,2560	0,0010199	6,205	0,1611	64,93	625,2	560,3	0,2133	1,8702
70	0,3177	0,0010228	5,049	0,1981	69,93	627,3	557,4	0,2280	1,8522
75	0,3831	0,0010258	4,136	0,2418	74,94	629,3	554,4	0,2425	1,8349
80	0,4629	0,0010290	3,410	0,2933	79,95	631,3	551,3	0,2577	1,8178
85	0,5594	0,0010323	2,830	0,3534	84,96	633,2	548,2	0,2708	1,8015
90	0,7149	0,0010359	2,361	0,4235	89,98	635,1	545,1	0,2848	1,7858
95	0,8619	0,00 0396	1,981	0,5045	95,01	637,0	542,0	0,2985	1,7708
100	1,0332	0,0010435	1,673	0,5977	100,04	638,9	538,9	0,3121	1,7561
105	1,2318	0 0010474	1,419	0,7045	105,08	640,7	535,6	0,3255	1,7419
110	1,4609	0,0010515	1,210	0,8265	110,12	642,5	532,4	0,3387	1,7282
115	1,7239	0,0010558	1,036	0,9350	115,18	644,3	529,1	0,3519	1,7150
120	2,0245	0,0010603	0,8914	1,122	120,3	646,0	525,7	0,3647	1,7018
125	2,366	0,0010650	0,7701	1,299	125,3	647,7	522,4	0,3775	1,6895
130	2,7544	0,0010697	0,6680	1,496	130,4	649,3	518,6	0,3901	1,6772
135	3,192	0,0010746	0,5817	1,719	135,5	650,8	515,3	0,4026	1,6652
140	3,685	0,0010798	0,5084	1,967	140,6	652,2	511,9	0,4150	1,6539
145	4,237	0,0010850	0,4459	2,243	145,8	654,0	508,2	0,4272	1,6428
150	4,854	0,0010906	0,3924	2,548	150,9	655,5	504,6	0,4395	1,6320
155	5,540	0,0010963	0,3464	2,887	156,1	656,9	500,8	0,4516	1,6214
160	6,302	0,0011021	0,3068	3,260	161,3	658,3	497,0	0,4637	1,6112
165	7,146	0,0011082	0,2724	3,671	166,5	659,6	493,1	0,4756	1,6012
170	8,076	0,0011144	0,2426	4,122	171,7	660,9	489,2	0,4874	1,5914
175	9,101	0,0011210	0,2166	4,617	176,9	662,1	485,2	0,4991	1,5818
180	10,225	0,0011275	0,1939	5,157	182,2	663,2	481,0	0,5107	1,5721
185	11,456	0,0011345	0,1739	5,749	187,5	664,3	476,8	0,5222	1,5629
190	12,800	0,0011415	0,1564	6,392	192,8	665,3	472,5	0,5336	1,5538
195	14,265	0,0011490	0,1410	7,094	198,1	666,2	468,1	0,5449	1,5448

Продолжение

$t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{кг/см}^2$	$\rho', \text{м}^3/\text{кг}$	$\rho''', \text{м}^3/\text{кг}$	$\gamma', \text{кг/м}^3$	$\gamma'', \text{ккал/кг}$	$\rho'', \text{ккал/кг}$	$\rho''', \text{ккал/кг}$	$S', \text{ккал/кг} \times \text{X}^2 \text{ рад}$	$S''', \text{ккал/кг} \times \text{X}^2 \text{ рад}$
200	15,857	0,0011565	0,1273	7,857	203,5	667,0	463,5	0,5562	1,5358
205	17,785	0,0011645	0,1151	8,687	208,9	667,7	458,8	0,5575	1,5270
210	19,456	0,0011726	0,1043	9,585	214,3	668,3	454,0	0,5788	1,5184
215	21,477	0,0011812	0,09472	10,56	219,8	668,8	449,0	0,5899	1,5099
220	23,659	0,0011900	0,08614	11,61	225,3	669,2	443,9	0,6010	1,5012
225	26,007	0,0011991	0,07845	12,75	230,8	669,5	438,7	0,6120	1,4926
230	28,531	0,0012088	0,07153	13,98	236,4	669,7	433,3	0,6229	1,4840
235	31,239	0,0012186	0,06530	15,31	242,1	669,7	427,5	0,6339	1,4755
240	34,140	0,0012291	0,05970	16,75	247,7	669,6	421,9	0,6448	1,4669
245	37,244	0,0012400	0,05465	18,30	253,5	669,4	415,9	0,6558	1,4584
250	40,55	0,0012512	0,05006	19,98	259,2	669,0	409,8	0,6667	1,4499
255	44,10	0,0012629	0,04591	21,78	265,0	668,4	403,4	0,6776	1,4413
260	47,87	0,0012755	0,04213	23,74	271,0	667,8	396,8	0,6886	1,4327
265	51,88	0,0012888	0,03870	25,84	277,0	666,9	389,9	0,6994	1,4240
270	56,14	0,0013023	0,03557	28,11	283,0	665,9	382,9	0,7103	1,4153
275	60,66	0,0013169	0,03272	30,57	289,2	664,8	375,6	0,7212	1,4066
280	65,46	0,0013321	0,03010	33,22	295,3	663,5	368,2	0,7321	1,3978
285	70,54	0,0013484	0,02771	36,09	301,6	661,9	360,3	0,7431	1,3888
290	75,92	0,0013655	0,02552	39,18	308,0	660,2	352,2	0,7542	1,3797
295	81,60	0,0013837	0,02350	42,56	314,4	658,3	343,9	0,7653	1,3706
300	87,61	0,0014036	0,02163	46,24	321,0	655,1	335,1	0,7767	1,3613
305	93,95	0,001425	0,01991	50,22	327,7	653,6	325,9	0,7880	1,3516
310	100,64	0,001448	0,01830	54,64	334,6	650,8	316,2	0,7994	1,3415
315	107,69	0,001472	0,01682	59,46	341,7	647,8	306,1	0,8110	1,3312
320	115,13	0,001499	0,01544	64,79	349,0	644,2	295,2	0,8229	1,3206
325	122,95	0,001529	0,01415	70,68	356,5	640,4	283,9	0,8351	1,3097
330	131,18	0,001562	0,01295	77,20	364,2	636,0	271,8	0,8476	1,2982
335	139,85	0,001598	0,01183	84,55	372,3	631,1	258,8	0,8604	1,2860
340	148,95	0,001641	0,01076	92,90	380,7	625,6	244,9	0,8734	1,2728
345	158,54	0,001692	0,009759	102,4	389,6	619,3	229,7	0,8871	1,2586
350	168,63	0,001747	0,008803	113,6	398,9	611,9	213,0	0,9015	1,2433
355	179,24	0,001814	0,007875	127,0	409,5	603,2	193,7	0,9173	1,2253
360	190,42	0,001907	0,006933	143,6	420,9	592,8	171,9	0,9353	1,2072
365	202,21	0,00203	0,00606	165,0	434,2	579,6	145,4	0,9553	1,1833
370	214,68	0,00223	0,00500	200	452,3	559,3	107,0	0,9842	1,1506
374	225,2	0,00279	0,00347	288	485,3	512,7	27,4	1,03	1,08

Параметры критической точки:

Температура 374,15° C
 Давление 225,65 кг/см²
 Объем 0,00307 м³/кг

Насыщенный ртутный пар

Давление P , кг/см ²	Температура насыщения t' , °C	Тепло-содержание		Теплота парообразования r , ккал/кг град	Энтропия		Удельный объем	
		жидкости i' , ккал/кг	пара i'' , ккал/кг		жидкости s' , ккал/кг град	пара s''	жидкости v' , м ³ /кг	пара v''
0,0010	119,5	3,96	76,22	72,26	0,0119	0,1959	0,0000752	165,9
0,002	134,5	4,45	76,61	72,61	0,0132	0,1902	754	86,16
0,004	151,2	4,98	77,03	72,05	0,0145	0,1843	756	44,84
0,006	161,5	5,34	77,32	71,98	0,0152	0,1808	758	30,62
0,008	168,9	5,58	77,52	71,94	0,0158	0,1785	759	23,35
0,010	175,0	5,79	77,69	71,90	0,0163	0,1767	0,0000760	18,94
0,02	195,0	6,44	78,20	71,76	0,0178	0,1711	762	9,893
0,04	216,9	7,16	78,78	71,62	0,0193	0,1654	765	5,178
0,06	230,9	7,63	79,16	71,53	0,0202	0,1621	767	3,550
0,08	241,0	7,98	79,44	71,46	0,0208	0,1596	769	2,716
0,10	249,6	8,25	79,66	71,41	0,0213	0,1580	0,0000770	2,209
0,20	277,3	9,16	80,38	71,22	0,0231	0,1525	774	1,163
0,30	294,4	9,73	80,84	71,11	0,0241	0,1494	776	0,7995
0,40	308,0	10,18	81,19	71,01	0,0249	0,1471	778	0,6140
0,5	318,8	10,55	81,49	70,94	0,0255	0,1453	0,0000780	0,5003
0,6	328,0	10,86	81,74	70,88	0,0260	0,1439	781	0,4234
0,7	335,9	11,12	81,94	70,82	0,0265	0,1428	782	0,3677
0,8	342,7	11,34	82,01	70,77	0,0269	0,1418	783	0,3253
0,9	349,2	11,56	82,29	70,73	0,0272	0,1408	784	0,2922
1,0	355,0	11,76	82,45	70,69	0,0275	0,1400	0,0000785	0,2655
1,2	365,3	12,11	82,63	70,62	0,0280	0,1386	787	0,2249
1,4	374,5	12,38	82,97	70,56	0,0285	0,1375	788	0,1953
1,6	381,9	12,64	83,14	70,50	0,0290	0,1366	789	0,1730
1,8	389,3	12,90	83,35	70,45	0,0294	0,1357	0,0000790	0,1555
2,0	395,8	13,11	83,51	70,40	0,0297	0,1349	791	0,1414
3,0	422,4	14,04	84,25	70,21	0,0309	0,1320	0,0000795	0,09789
4,0	442,4	14,75	84,80	70,06	0,0319	0,1298	798	0,07558
4,5	451,0	15,03	85,02	69,99	0,0323	0,1289	799	0,06801
5,0	458,9	15,30	85,23	69,93	0,0327	0,1282	0,0000801	0,06187
6,0	472,8	15,78	85,59	69,81	0,0334	0,1270	803	0,05254
7,0	485,1	16,20	85,91	69,71	0,0339	0,1258	805	0,04578
8,0	496,3	16,59	86,20	69,61	0,0344	0,1249	806	0,04065
9,0	506,3	16,94	86,47	69,53	0,0349	0,1241	808	0,03660
10	515,5	17,25	86,70	69,45	0,0353	0,1234	0,0000809	0,03333

Критические параметры и

Газ	Химическая формула	Атомный или молекулярный вес	Газовая постоянная R, $\text{кг/м}^3 \cdot \text{град}$	Норм. удельн. вес γ_0 , кг/м^3		Температура, °C	
				вычисленный	измеренный	критическая при 760 мм рт. ст.	плавления
Азот	N_2	28,02	30,26	1,250	1,251	-195,8	-210,01
Аммиак	NH_3	17,03	49,79	0,760	0,771	-33,4	-77,7
Аргон	Ar	39,94	21,26	1,782	1,784	-186,0	-189,3
Ацетилен	C_2H_2	26,02	32,59	1,162	1,171	-83,6 (возг.)	-81
Воздух	—	(28,96)	29,27	1,292	1,293	-192—195	
Водород	H_2	2,016	420,6	0,0899	0,899	-252,8	-259,2
Гелий	He	4,002	212,00	0,1786	0,1785	-268,95	-271,4 (30 ат)
Двуокись азота	NO_2	46,01	18,40	2,054		+21,2	-10,8
Дифтордихлорметан	CF_2Cl_2	120,92	7,01	5,394	5,083	-29,8	-155,0
Кислород	O_2	32,000	26,5	1,428	1,429	-182,98	-218,74
Метан	CH_4	16,03	52,90	0,715	0,717	-161,7	-182,6
Неон	Ne	20,183	41,98	0,900		-246,0	-248,6
Окись азота	NO	30,01	28,26	1,339		-151,0	-163,7
углерода	CO	28,00	30,29	1,250	1,250	-191,5	-205
Пропан	C_3H_8	44,06	19,25	1,967	2,019	-42,6	-189,9
Сероводород	H_2S	34,09	24,90	1,521		-60,2	-83
Двуокись серы	SO_2	64,06	13,24	2,858	2,9,6	-10,0	-75,3
Углекислота	CO_2	44,00	19,27	1,963	1,977	-78,5 (возг.)	-56
Хлор	Cl_2	70,91	11,96	3,16	3,22	-33,95	-100,5
Этан	C_2H_6	30,05	28,21	1,341	1,356	-88,6	-186,3
Этилен	C_2H_4	28,03	30,25	1,251	1,261	-103,5	-169,4

Вычисленные значения γ_0 получены делением ρ на 22,416; расхождения между зового состояния.

тепловые характеристики газов

Теплота, ккал/кг		Критические параметры			Теплоемкость c_p при 0 °С, ккал/кг·град	$k = c_p / c_v$ при 0 °С
испарения при температуре кипения, соответствующей 760 мм рт. ст.	плавления	t_k , °С	p_k , ат	T_k , кг/м ³		
47,58	6,1	-147,1	33,5	310,96	0,243	1,40
328	83,7	+132,4	111,5	236	0,492	1,32
38,9	6,7	-122,4	48,0	531	0,125	1,66
198		+36,0	61,7	231	0,385	1,26
		-140,75—140,65	37,25—37,17	310—350	0,240	1,40
108,5	14	-239,9	12,8	31	3,394	1,41
4,66	1,365	-267,9	2,3	69,3	1,250	1,66
170,0	33,3	+158,2	100,0	570		—
39,9		+111,5	39,56	556		1,14
50,92	3,3	-118,8	49,7	429,9	0,219	1,40
122	14,5	-82,0	45,8	162	0,518	1,31
20,5	3,4	-228,7	25,9	483,5		
106,6	18,4	-94	65	520		
50,5	8,0	-138,7	34,6	311	0,249	1,40
102	19,2	+96,8	42,0	232	0,371	1,14
131	18,5	+100,4	188,9		0,253	1,32
94	32,2	+157,2		520	0,151	1,29
137	45,3	+31,0	72,9	460	0,196	1,30
72,95	30,1	+144,0	76	573	0,115	1,36
116	29,2	+32,1	48,8	210	0,386	1,22
115	28,5	+9,7	50,7	220	0,357	1,25

вычисленными и измеренными значениями объясняются отклонения от идеального га-

ТАБЛИЦА 1
Мольная энтальпия газов в идеальном состоянии
 h_i [ккал/кмоль]

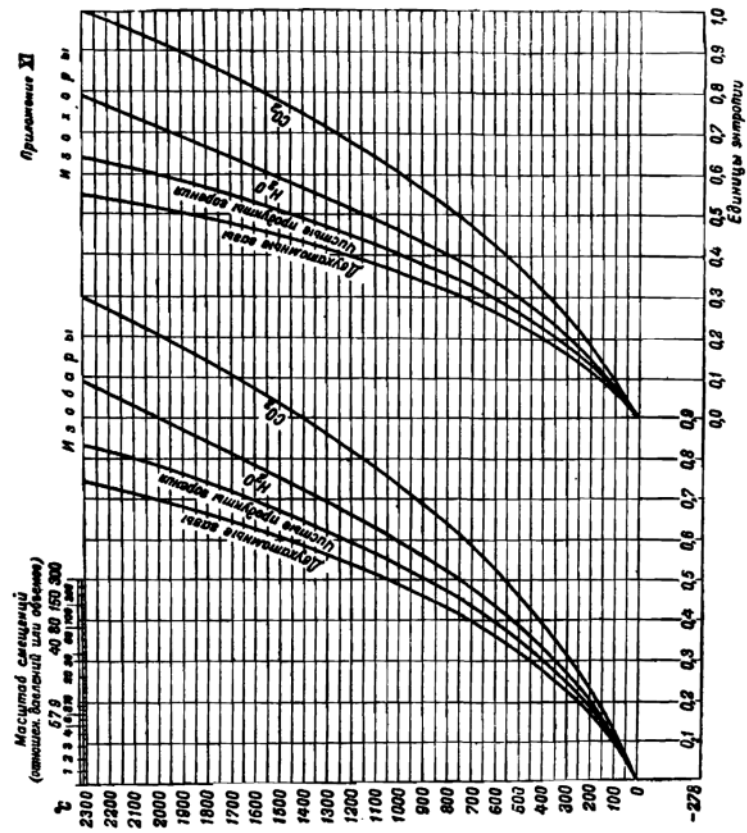
$t, ^\circ\text{C}$	H_2 2,016	O_2 32,000	N_2 28,02	CO 28,01	CO_2 44,00	H_2O 18,016
0	0	0	0	0	0	0
100	691,7	704,9	696,1	696,8	917,2	805,9
200	1 390	1 430	1 397	1 400	1 923	1 630
300	2 090	2 178	2 106	2 115	3 005	2 477
400	2 792	2 950	2 828	2 846	4 149	3 352
500	3 497	3 741	3 567	3 595	5 344	4 255
600	4 206	4 552	4 321	4 361	6 583	5 187
700	4 922	5 375	5 092	5 140	7 857	6 151
800	5 646	6 212	5 876	5 930	9 162	7 145
900	6 380	7 058	6 673	6 738	10 493	8 170
1 000	7 125	7 908	7 480	7 555	11 848	9 224
1 100	7 878	8 772	8 298	8 383	13 222	10 306
1 200	8 642	9 642	9 125	9 220	14 611	11 414
1 300	9 417	10 514	9 962	10 070	16 013	12 546
1 400	10 200	11 395	10 805	10 920	17 426	13 702
1 500	11 000	12 282	11 653	11 775	18 849	14 877
1 600	11 800	13 174	12 506	12 634	20 282	16 072
1 700	12 610	14 074	13 362	13 496	21 724	17 287
1 800	13 430	14 976	14 222	14 364	23 175	18 517
1 900	14 260	15 884	15 086	15 234	24 630	19 758
2 000	15 090	16 798	15 952	16 108	26 092	21 016

Примечание. Таблицы 1 и 2 составлены по данным М. П. Вукаловича, В. А. Кирялина, В. Н. Тимофеева и В. С. Сялецкого, помещенным в «Справочнике машиностроения» т. 1, 1961, а применительно к H_2 —по данным о средних мольных теплоемкостях в «Сборнике задач по технической термодинамике» В. А. Кирялина и А. Е. Шейндлина, 1949 г.

Продолжение приложения X

ТАБЛИЦА 2
Мольная внутренняя энергия газов в идеальном состоянии u_i [ккал/кмоль]

$t, ^\circ\text{C}$ \ / \ μ	H_2 2,016	O_2 32,000	N_2 28,02	CO 28,00	CO_2 44,00	H_2O 18,016
0	0	0	0	0	0	0
100	493,1	506,3	497,5	498,2	718,6	607,3
200	993	1 033	1 000	1 003	1 526	1 233
300	1 494	1 583	1 510	1 519	2 439	1 882
400	1 998	2 154	2 034	2 052	3 354	2 558
500	2 504	2 746	2 574	2 602	4 351	3 262
600	3 014	3 356	3 130	3 169	5 391	3 995
700	3 532	3 986	3 702	3 750	6 467	4 761
800	4 057	4 621	4 287	4 344	7 573	5 556
900	4 593	5 268	4 885	4 951	8 706	6 383
1 000	5 139	5 922	5 494	5 570	9 862	7 238
1 100	5 139	6 585	6 114	6 199	11 037	8 121
1 200	6 259	7 253	6 742	6 742	12 228	9 031
1 300	6 835	7 934	7 380	7 488	13 432	9 965
1 400	7 420	8 614	8 025	8 140	14 645	10 921
1 500	8 021	9 303	8 675	8 796	15 870	11 898
1 600	8 622	9 997	9 328	9 456	17 104	12 894
1 700	9 234	10 698	9 986	10 120	18 348	13 911
1 800	9 855	11 401	10 647	10 789	19 600	14 942
1 900	10 490	12 114	11 313	11 463	20 856	15 985
2 000	11 120	12 826	11 980	12 136	22 120	17 044



**ТЕПЛОВАЯ ДИАГРАММА
МА Т_в ДЛЯ ВОЗДУХА
И ПРОДУКТОВ СГО-
РАНИЯ**