

А. М. ЛИТВИН

ТЕХНИЧЕСКАЯ
ТЕРМОДИНАМИКА

ГОСОБРАЗОВАНИЕ

А. М. ЛИТВИН

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ
ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

*ДОПУЩЕНО МИНИСТЕРСТВОМ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНИКА
ДЛЯ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВУЗОВ*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1947 ЛЕНИНГРАД

Рецензенты: проф. *М. П. Вукалович*
проф. *А. В. Квасников*

Редактор: проф. *Я. М. Рубинштейн*

АННОТАЦИЯ

В книге рассматриваются свойства и преобразования тепловой энергии. С этой целью излагаются газовые законы и законы термодинамики (последние—в применении к физическим процессам и к химическим реакциям), свойства рабочих тел (идеальные и реальные газы, влажный воздух) и процессы изменения их состояния с использованием аналитического и графического методов. На этой базе рассматриваются с термодинамической стороны циклы тепловых двигателей и установок—двигателей внутреннего сгорания, газовых турбин, паросиловых и холодильных установок. Подробно рассматриваются регенеративный и теплофикационный циклы паросиловых установок.

Отдельная глава посвящена различным методам компрессии газов и паров.

Во всех случаях рассматриваются идеальные циклы и циклы с внутренними потерями.

Технический редактор *М. И. Серебрянников*

Сдано в пр-во 3/II 1947 г.
А-07224

Подп. к печ. 4/VII 1947 г.

Объем 48,5 п. л. 50 уч.-авт. л.

Тираж 15 000

Формат бумаги 84/108
Заказ № 29

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

За десять лет, прошедших после первого издания этой книги, в энергетике произошли большие сдвиги.

Прежде всего необходимо отметить стремление использовать в технике высокие параметры рабочих тел, что связано с повышением к. п. д. циклов преобразования тепловой энергии и с лучшим использованием поверхностей нагрева теплообменных аппаратов. Повышение температурного потенциала усилило стремление к переходу при производстве тепловых расчетов агрегатов и в первую очередь процессов горения от использования часто мало надежных эмпирических коэффициентов к изучению механизма самого явления.

Большие успехи в изучении процессов сжатия в компрессорах привели к появлению рациональных конструкций компрессоров. Это открыло путь к внедрению в технику нового двигателя — газовой турбины, а вместе с ней и реактивного двигателя.

В результате теоретических работ, главным образом отечественных, появился новый нормативный материал по водяному пару и теплоемкостям идеальных газов.

Автор старался отразить в новом издании книги отмеченные обстоятельства и с этой целью подверг ее значительной переработке с добавлением новых глав.

Среди прочего надо отметить введение двух глав, в которых излагаются приложения первого и второго законов термодинамики к химическим реакциям. Этому предшествует вновь введенный параграф, в котором рассматриваются основные соотношения при горении.

В отдельную главу выделены вопросы компрессии газов и паров, в которой добавлены термодинамические основы работы многоступенчатых компрессоров, турбокомпрессоров и пароструйных компрессоров.

Заново написана глава о газовых турбинах, в которую включено рассмотрение циклов реактивных двигателей. Значительно расширено изложение регенеративного цикла паросиловых установок.

Во всех случаях рассмотрены идеальные циклы и циклы с внутренними потерями. И то, и другое исследуется аналитически и с использованием графических методов, главным образом, при помощи Ts -диаграммы.

Пересмотрен весь текст книги, причем часть его удалена или сокращена. Таким образом объем книги почти не изменился.

Общее построение курса и расположение материала также подверглись значительным изменениям.

Просмотрены вновь примеры и задачи, часть которых удалена или заменена новыми.

Заново выполнен весь иллюстративный материал.

Чтобы сделать учебник удобным для самостоятельного обучения (например, для заочного), книга набрана двумя шрифтами. Петитом набран материал, тщательное изучение которого можно отложить до второго чтения. Петитом же набраны все примеры и задачи.

Помимо теплотехнических специальностей книга удовлетворяет программам по означенному курсу ряда других специальностей, главным образом механико-энергетических специальностей отраслевых вузов.

Автор считает нужным выразить глубокую благодарность проф. Московского энергетического института М. П. Вукаловичу и проф. Московского авиационного института А. В. Квасникову за ряд ценных указаний, сделанных ими при рецензировании рукописи, а также проф. Всесоюзного заочного индустриального института Я. М. Рубинштейну за внимательное редактирование курса.

Автор

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие ко второму изданию	Стр. 3
Введение	7

Глава первая

РАБОЧЕЕ ТЕЛО И ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТЫ С НИМ

1-1. Основные понятия и определения	9
1-2. Параметры состояния газа	11
1-3. Законы идеальных газов	19
1-4. Основные соотношения при горении	31
1-5. Газовые смеси	35

Глава вторая

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ

2-1. Вычисление значений теплоемкостей. Постоянная теплоемкость	41
2-2. Переменная теплоемкость. Средняя и истинная теплоемкость. Табличные значения теплоемкостей	48
2-3. Теплоемкость газовых смесей	55

Глава третья

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К ФИЗИЧЕСКИМ ПРОЦЕССАМ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

3-1. Закон сохранения энергии. Эквивалентность тепловой и механической энергии. Единицы измерения	57
3-2. Методы изучения и основные определения	60
3-3. Вычисление работы газа	64
3-4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики	65
3-5. Процессы изменения состояния газа. Изменение состояния газа при постоянном объеме	66
3-6. Внутренняя энергия и уравнение первого закона термодинамики для идеального газа	67
3-7. Изменение состояния газа при постоянном давлении. Уравнение Майера	69
3-8. Теплоемкость газа	71
3-9. Изотермическое изменение состояния газа	74
3-10. Адиабатическое изменение состояния газа (при $c_p = \text{const}$)	75
3-11. Адиабатическое изменение состояния идеального газа при переменной теплоемкости $c_p \neq \text{const}$	80
3-12. Политропический процесс изменения состояния газа (при $c_p = \text{const}$)	82
3-13. Политропический процесс при $c_p \neq \text{const}$	89

Глава четвертая

ПРИЛОЖЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ К ХИМИЧЕСКИМ ПРОЦЕССАМ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

4-1. Основные понятия и определения	92
4-2. Уравнение первого закона термодинамики для процессов с химическими реакциями	94
4-3. Тепловой эффект реакции. Теплотворная способность топлива	94
4-4. Закон Гесса	96
4-5. Закон Кирхгофа	96

Глава пятая

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

5-1. Формулировки второго закона термодинамики	98
5-2. Круговые процессы или циклы. Термический к. п. д.	103
5-3. Цикл Карно	106
5-4. Обратный цикл Карно	109
5-5. Теорема Карно	111
5-6. Энтропия	112
5-7. Вычисление энтропии идеальных газов	115
5-8. Ts -диаграмма и изображение газовых процессов в ней	116
5-9. Графические методы расчетов с идеальными газами	119
5-10. Обобщенный цикл Карно	124
5-11. Термодинамическая шкала температур	128
5-12. Изменение энтропии в необратимых процессах. Энтропия изолированной системы	129
5-13. Статистическое определение состояния газа. Распределение молекул газа в пространстве. Физический смысл энтропии	132
5-14. Распределение скоростей газовых молекул. Уравнение Максвелла. H -теорема Больцмана. Физический смысл энтропии	138
5-15. Необратимые процессы и второй закон термодинамики с точки зрения молекулярно-кинетической теории. „Тепловая смерть“	145

Глава шестая

ПРИЛОЖЕНИЕ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ К ХИМИЧЕСКИМ РЕАКЦИЯМ

6-1. Основные понятия и определения	148
6-2. Химическое сродство. Полезная работа реакции	149
6-3. Термодинамическая обратимость химических реакций. Ящик Вант-Гоффа. Закон действующих масс	151
6-4. Уравнение Гибса-Гельмгольца. Тепловой закон Нернста. Третий закон термодинамики	155

Глава седьмая

РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

7-1. Свойства реальных газов. Уравнение Ван-дер-Ваальса	158
7-2. Другие уравнения. Уравнение М. П. Вукаловича	165
7-3. Термодинамический метод определения физических свойств тел	166
7-4. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса	172
7-5. Правило фаз	174
7-6. Построение термодинамической шкалы	175

Глава восьмая

ВОДЯНОЙ ПАР

3-1. Общие положения. Таблицы водяного пара	176
3-2. Испарение и кипение. Процесс парообразования при $p = \text{const}$; p - v -диаграмма для водяного пара	177
3-3. Вычисление параметров состояния водяного пара	180
3-4. T - и is -диаграммы для водяного пара	191
3-5. Процессы изменения состояния водяного пара	195

Глава девятая

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

9-1. Основные определения	203
9-2. Абсолютная и относительная влажность воздуха	205
9-3. Влажность. Удельный вес	206
9-4. Газовая постоянная. Теплосодержание влажного воздуха	208
9-5. Таблицы влажного воздуха	210
9-6. id -диаграмма влажного воздуха	213

Глава десятая

ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГАЗОВ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯХ

10-1. Способы преобразования тепловой энергии в тепловых двигателях	216
10-2. Истечение газов	218
10-3. Максимальный расход газа и критическая скорость	223
10-4. Сопло (насадка) Лавала	227
10-5. Истечение водяного пара	229
10-6. Истечение с учетом сопротивлений	231
10-7. Дросселирование или мятие	236
10-8. Смешение газов и паров	242

Глава одиннадцатая

ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

11-1. Цикл Отто	251
11-2. Цикл Дизеля	256

11-3. Сравнение циклов Отто и Дизеля	259
11-4. Цикл Сабатэ	262
11-5. Действительные процессы в двигателях внутреннего сгорания. Потери. Коэффициенты. Расход топлива	265

Глава двенадцатая

КОМПРЕССИЯ ГАЗОВ И ПАРОВ

12-1. Поршневой компрессор	267
12-2. Турбокомпрессоры	273
12-3. Пароструйные компрессоры	275
12-4. Термохимические компрессоры	278

Глава тринадцатая

ЦИКЛЫ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

13-1. Цикл со сгоранием при $p = \text{const}$	283
13-2. Методы повышения термического к. п. д. газовой турбины	289
13-3. Цикл со сгоранием при $v = \text{const}$	292
13-4. Циклы реактивных двигателей	295

Глава четырнадцатая

ЦИКЛЫ ПАРСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

14-1. Цикл Ренкина	301
14-2. Исследование термического к. п. д. цикла Ренкина	309
14-3. Протекание действительных процессов в паровых турбинах	313
14-4. Характеристики паросиловой установки. Баланс тепла. Расход пара	317
14-5. Регенеративный цикл. Термический к. п. д. предельно-регенеративного цикла	320
14-6. Термический к. п. д. регенеративного цикла с конечным числом отборов	326
14-7. Внутренний к. п. д. регенеративного цикла с конечным числом отборов	336
14-8. Цикл с вторичным перегревом пара	338
14-9. Бинарные циклы	342
14-10. Теплофикация	350

Глава пятнадцатая

ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

15-1. Воздушная компрессорная холодильная установка	357
15-2. Паровая компрессорная холодильная установка	361
15-3. Пароэжекторные и абсорбционные холодильные установки	369
Приложения	373

ВВЕДЕНИЕ

Приблизительно с середины XVIII века претворились в жизнь давнишние попытки получения механической энергии за счет тепловой энергии. В России И. И. Ползунов (1723—1766) и несколько позднее в Англии Д. Уатт (1736—1819) конструируют первые *паровые машины*—двигатели, в которых механическая энергия получается за счет тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива.

Механическую энергию стали использовать для приведения в движение заводских механических агрегатов (машин-орудий).

Так возникают первые тепловые машины-двигатели. В дальнейшем конструкторская мысль приходит к осуществлению *двигателей внутреннего сгорания*, в которых сгорание топлива происходит в цилиндре самого двигателя, а в области паровых двигателей появляются быстро получающие широкое развитие паровые турбины (Лаваль—1845—1913 гг.).

В последние годы уже выходят из стадии лабораторных опытов и начинают получать промышленное использование *газовые турбины*, а для специальных целей—*реактивные двигатели*.

Появление тепловых двигателей обеспечило широкое использование для получения механической энергии громадных природных энергетических ресурсов в виде залежей различных топлив—углей, нефти, сланцев, торфа, естественного газа и др. Благодаря научным открытиям последнего времени человечество сейчас стоит перед разрешением вопросов использования *атомной энергии*, запасы которой могут в зависимости от прогресса науки превзойти все то, чем обладало человечество до сих пор.

В течение всего XIX века для промышленных целей человек пользовался *механической энергией*, получаемой в основном от тепловых двигателей. Значительным недостатком этого вида энергии является трудность передачи ее на расстояние. Применяемые для этой цели

трансмиссии громоздки, неудобны и неэкономичны вследствие больших потерь на трение. К тому же район действия трансмиссии весьма ограничен.

Чрезвычайно сильный толчок к использованию *тепловой* энергии и *тепловых* двигателей был дан в XX веке, который принес с собой появление и широкое применение электрических машин и моторов, в которых механическая энергия преобразуется в электрическую и наоборот; электрическая энергия благодаря своей транспортабельности оказалась более удобной, чем механическая, для подачи ее к машинам-орудиям.

Наличие в природе громадных залежей различных топлив, с одной стороны, и крупные успехи в конструировании машин, вырабатывающих за счет тепловой механическую (электрическую) энергию,—с другой, привели к быстрому развитию крупных *тепловых электрических станций*, на которых и осуществляются нужные человеку преобразования тепловой энергии в механическую и в дальнейшем в электрическую энергию.

Применение теплоты для получения механической энергии давно привлекло к себе внимание физиков. В середине прошлого века из наблюдений над тепловыми явлениями и работой тепловых машин трудами Джоуля, Майера, Гельмгольца, Карно, Клаузиуса были установлены *первый и второй законы термодинамики*, которые легли в основу дисциплины, изучающей превращения тепловой и механической энергии,—*технической термодинамики*.

В основном техническая термодинамика рассматривает явления физического порядка, т. е. такие, которые не связаны с изменением самой молекулы.

В последнее время круг вопросов, изучаемых технической термодинамикой, расширился включением в нее рассмотрения также явлений химического порядка, например явлений горения, растворения веществ.

Таким образом, техническая термодинамика изучает превращения химической, тепловой и механической энергии и преимущественно с точки зрения приложения их к вопросам техники. Эта наука является частью общей науки о тепловой энергии и ее свойствах, носящей название *термодинамики*.

Приблизительно до середины прошлого века наука рассматривала теплоту как особое невесомое, неуничтожаемое и несоздаваемое вещество — *теплород*. Однако, ряд фактов из области тепловых явлений и, главным образом, получение тепла при совершении работы поколебали этот взгляд на природу теплоты и привели в конце концов к отказу от теории теплорода и к установлению новых взглядов на природу теплоты. Работами Клаузиуса, Максвелла и Кельвина доказано, что природа теплоты связана с кинетической энергией движения молекул, из которых состоят тела¹.

Развитие этих взглядов на природу теп-

¹ Одним из первых, кто стверг теорию теплорода, был М. В. Ломоносов. В своем труде „Рассуждение о твердости и жидкости тел“, доложенном на заседании Академии наук в 1760 г., он говорит: „Доказано мной прежде сего, что элементарный огонь аристотельской, или, по новых ученых штилю, теплотворная особливая материя, которая, из тела в тело переходя и странствуя, скитается без всякой малейшей вероятной причины, есть один только вымысел, и купно утверждаю, что огонь и теплота состоят в коловратном движении частиц, а особливо самой материи, тела составляющих“ (цитировано по книге акад. Стеклова „М. В. Ломоносов“).

лоты создало новую отрасль науки — кинетическую теорию тепла, которая вместе с наукой о строении тел—молекулярной теорией—составляет цельное научное мировоззрение—*молекулярно-кинетическую теорию природы вещей*.

Техническая термодинамика может быть изложена строго формально. Метод такого изложения заключается в математическом использовании двух законов термодинамики, которые, как было сказано, установлены чисто эмпирическим путем. Обладая рядом удобств, этот метод, однако, страдает тем, что не дает физического представления об изучаемых явлениях и в своих конечных выводах приводит часто к неверным с методологической стороны установкам. Научно-обоснованное понимание свойств тел и законов термодинамики с физической стороны получается в результате рассмотрения их с точки зрения строения материи. Только в этом случае эти законы приобретают ясность, которая отсутствует при формальном их изложении.

Исходя из сказанного, все теплотехнические расчеты в технической термодинамике осуществляются путем использования двух законов термодинамики, а при объяснении свойств тел и сущности упомянутых законов используются данные о строении тел. В этой книге последнее сделано в той элементарной форме, которая требуется поставленными в ней целями.

РАБОЧЕЕ ТЕЛО И ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТЫ С НИМ

1-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Превращение тепловой энергии в механическую в тепловых двигателях совершается при помощи промежуточного тела, которое называется *рабочим телом*.

Наиболее подходящим по своим физическим свойствам рабочим телом оказывается тело в газообразном состоянии, которое вместе с тем является и наиболее простым из известных трех агрегатных состояний вещества.

Все тела в природе, которые мы видим и которые поддаются простому и легкому измерению, это — большие тела или, как их называют, *макротела*. Энергия движения таких макротел есть энергия *механическая*.

Все большие тела состоят из мельчайших тел—молекул, составленных из атомов. Эти невидимые, не поддающиеся измерению обычными способами тела называются *микротелами*.

Молекулы и атомы газообразного тела находятся в непрерывном хаотическом движении, при этом они то сближаются, то удаляются друг от друга, постоянно сталкиваясь между собой. Это движение и составляет сущность *тепловой энергии*. Характер этого движения, как можно заключить по ряду явлений (испарение, теплопроводность, плавление), зависит от теплового состояния тела; поэтому хаотическое движение атомов и молекул называют *тепловым движением*.

Между молекулами действуют силы сцепления.

Следствием хаотического движения громадного количества молекул, при котором ни одно направление не оказывается преимущественным, являются следующие свойства газов:

1) газ оказывает равномерное давление на стенки сосуда, его заключающего;

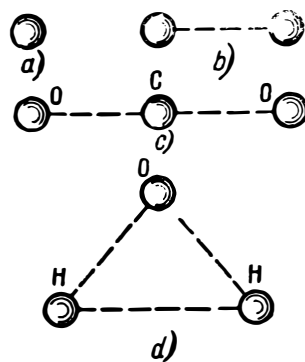
2) газ равномерно заполняет весь занимаемый им объем.

Второе свойство в отношении смесей газов можно формулировать так: если несколько газов, не могущих вступить в химическое взаимодействие, поместить в один сосуд, то они в результате теплового движения образуют однородную смесь.

По числу атомов в молекуле различают газы *одноатомные*, *двухатомные*, *трех- и многоатомные*.

Для наших целей достаточными являются следующие представления об атомах и молекулах.

Атом—это упругий шар, в котором расположена вся его масса (фиг. 1-1, *a*). Соединение (химическое) двух атомов образует двухатомную молекулу, в которой атомы расположены наподобие гантели (фиг. 1-1, *b*) и удерживаются в таком положении внутримолекулярными силами. Трех- и многоатомная молекула состоит из соответственного количества атомов, как-то расположенных друг относительно друга. При расположении атомов по прямой линии (например, у CO_2) это—*линейная* молекула (фиг. 1-1, *c*), при ином расположении (например, у H_2O)—*нелинейная* молекула (фиг. 1-1, *d*).



Фиг. 1-1

Состав молекулы виден из ее химической формулы.

Для теплотехнических расчетов наиболее важной характеристикой молекулы является ее *молекулярный вес*, представляющий собой сумму весов атомов (атомный вес), образующих молекулу. Атомный вес—отвлеченное число, характеризующее массу атома. Таким образом, для вычисления молекулярного веса необходимо знать химическую формулу газа и атомные веса элементов, образующих молекулу. В табл. 1-1 приведены химические формулы некоторых встречающихся в теплотехнических расчетах газов.

ТАБЛИЦА 1-1

Название газа	Химическая формула	Название газа	Химическая формула
Водород	H ₂	Бензол	C ₆ H ₆
Кислород	O ₂	Метан	CH ₄
Оксись углерода	CO	Метилловый спирт	CH ₃ O
Азот	N ₂	Сероводород	H ₂ S
Углекислый газ	CO ₂	Этилен	C ₂ H ₄
Сернистый газ	SO ₂	Бутан	C ₄ H ₁₀
Водяной пар	H ₂ O	Гексан	C ₆ H ₁₄
Аммиак	NH ₃	Этан	C ₂ H ₆
Ацетилен	C ₂ H ₂		

При изучении сложных физических явлений часто приходится разбивать их на ряд простых явлений и останавливать внимание на части из них, оперируя при этом телами, к которым при известных условиях действительно существующие тела по своим свойствам подходят достаточно близко. Так, при изучении движения мы часто отвлекаемся от трения—отсюда появление понятия абсолютно гладкого тела; при изучении удара мы отвлекаемся от остаточных деформаций—отсюда возникает понятие абсолютно упругого тела; при изучении условий равновесия для упрощения теоретических рассуждений отвлекаются от свойства тел сжиматься и растягиваться и рассматривают так называемое абсолютно твердое тело.

Эта необходимость идеализировать свойства тел вытекает часто из невозможности изучить явление в целом вследствие его сложности. В действительном теле можно создать качества, более или менее подходящие к идеализированному телу; в этом случае последнее является как бы предельным состоянием, к которому стремятся свойства реального тела.

Теоретическое изучение свойств вещества в газообразном состоянии, которое из существующих трех агрегатных состояний нас здесь больше всего интересует, с учетом сил сцепления между молекулами и объема самих молекул чрезвычайно сложно. Отыскание законов поведения молекул газов сильно затруднено вследствие слабой изученности природы сил сцепления между молекулами. Математические зависимости для таких газов, найденные экспериментально, имеют сложный характер. Поэтому при изучении газообразного вещества мы прежде всего займемся изучением таких газов, у которых нет сил сцепления между молекулами, а сами молекулы представляют материальные точки, не имеющие объема. Такие газы названы *идеальными газами*.

Изучение идеального газа имеет большое практическое значение. В этом можно убедиться, если принять во внимание роль сил сцепления и объема молекул атомов в действительных газах.

Телам, находящимся в разных агрегатных состояниях—твердом, жидком и газообразном,—соответствуют различные расстояния и силы сцепления между молекулами.

В твердых телах атомы наиболее близки друг к другу, а силы сцепления имеют самое большое значение. Атомы здесь не движутся поступательно, а колеблются около своего среднего положения.

В жидком теле силы сцепления меньше, и здесь молекулы уже движутся поступательно; однако, это движение сильно стеснено ввиду малых расстояний между молекулами.

При переходе тела в газообразное состояние объем его, а следовательно, и расстояние между молекулами увеличивается значительно, а силы сцепления уменьшаются, причем тем сильнее, чем дальше состояние газа удаляется от состояния жидкости. Для одного и того же газа уменьшение сил сцепления между молекулами будет происходить с увеличением температуры и с уменьшением давления: как то, так и другое вызывает увеличение объема газа, с чем связано увеличение расстояния между молекулами, а это последнее и вызывает уменьшение сил сцепления. Одновременно уменьшается и роль объема самих молекул в сравнении с объемом, в котором движутся молекулы газа. Этот последний объем называют *объемом газа*.

При достаточном удалении состояния газа от состояния жидкости силами сцепления и объемом самих молекул можно по малости

пренебречь. В таком случае этот газ по своим свойствам будет соответствовать газу, который мы назвали идеальным газом. Это дает основание также и каждый действительно существующий в природе газ, в котором по малости можно пренебречь силами сцепления и объемом молекул, называть идеальным газом. Из сказанного ранее вытекает, что это будет тем более справедливо, чем температура газа выше, а давление меньше. Идеальным газом, таким образом, становится всякий действительно существующий газ в предельном состоянии, когда давление его стремится к нулю ($p \rightarrow 0$), а объем — к бесконечности ($v \rightarrow \infty$).

Вопрос об отнесении того или иного газа в том или ином состоянии к идеальному зависит от того, с какой точностью должны быть произведены расчеты.

Для теплотехнических расчетов вполне допустимо считать идеальными все газы, с которыми в теплотехнике приходится иметь дело, за исключением водяного пара. Последний встречается здесь в двоякого рода состояниях: в одном случае водяной пар является составной частью газовых смесей, которые получаются в результате горения топлива. В этом случае водяной пар находится при высокой температуре и очень малом давлении, т. е. в таком состоянии, когда его можно считать идеальным газом. По тем же соображениям идеальным газом часто считают водяной пар, входящий как составная часть в атмосферный воздух.

В другом случае водяной пар встречается как рабочее тело в паровых двигателях или как носитель тепла в теплообменных аппаратах. В этом случае он находится в состояниях, достаточно близких к состоянию жидкости, и поэтому в этом случае его нельзя отнести к идеальным газам.

Те действительно существующие в природе газы, в которых нельзя пренебречь силами сцепления между молекулами и объемом самих молекул, мы будем называть реальными газами.

1-2. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ ГАЗА

Изучаемые величины могут быть разделены на две большие группы. Одни из них характеризуют тело в заданном состоянии. Об этих величинах говорят, что они — функции или параметры состояния тела. Другие характеризуют процесс, в котором тело переходит из одного состояния в другое.

Каждому состоянию тела присущи вполне определенные значения его параметров. Изменение значения хотя бы одного из них означает изменение состояния тела.

В этом параграфе мы познакомимся с некоторыми из параметров состояния, отложив изучение других до соответствующих мест курса.

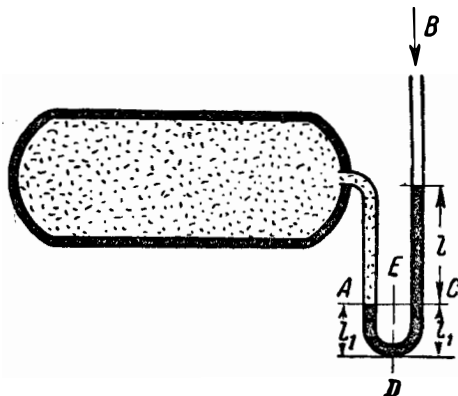
Давление. Молекулярно-кинетическая теория газов рассматривает давление газа как результат ударов молекул о стенки сосуда. Молекул, а следовательно, и ударов так много, что следить за каждым из них нет возможности; можно обнаружить только общий результат всех ударов; давление газа и есть этот общий результат.

Давление p газа измеряют силой, приходящейся на единицу поверхности. Если F — сила, действующая на поверхность S , то

$$p = \frac{F}{S}. \quad (1-1)$$

Положим, надо измерить давление газа в сосуде (фиг. 1-2). Если присоединить к нему изогнутую и открытую с обоих концов трубку, наполненную какой-либо жидкостью, например ртутью, то ртуть, бывшая до этого на одинаковом уровне в обоих коленах, в одном, положим, в левом, опустится, а в правом поднимется. Это будет означать, что давление газа в сосуде выше атмосферного давления.

Рассмотрим равновесие в сечении ED . С левой стороны на это сечение действуют давление газа в сосуде и давление столба ртути высотой l_1 . Справа на то же сечение действует давление столба ртути высотой $(l + l_1)$ и, кроме того, давление атмосферного воздуха, создаваемое весом столба воздуха, простирающегося слишком на 300 км вверх; за пределом этого столба давление практически считают равным нулю. Так как высоты l_1 с



Фиг. 1-2.

обеих сторон равны, то вместо равновесия в сечении ED можно рассматривать равновесие на площадке AC . В этом случае равновесие устанавливается под действием давления газа слева и давлений столба ртути высотой l и атмосферного воздуха справа.

Введем следующие обозначения: p_1 — давление газа в сосуде; p_2 — давление столба ртути; B — давление атмосферного воздуха. При этом равновесие в сечении AC выразится уравнением

$$p_1 = p_2 + B. \quad (a)$$

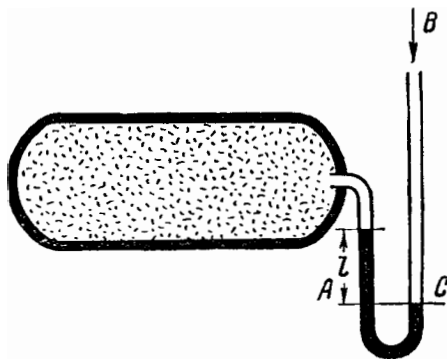
Перепишем его следующим образом:

$$p_2 = p_1 - B. \quad (b)$$

Из уравнения (b) видно, что прибор, присоединенный к сосуду и измеряющий величину давления p_2 , показывает, насколько давление p_1 в сосуде выше атмосферного давления B . Это давление p_2 называют *избыточным давлением*, так как оно измеряет избыток давления газа в сосуде над давлением атмосферного воздуха. В дальнейшем мы будем обозначать его $p_{изб}$. Как видно из уравнения (a), искомое давление p_1 газа в сосуде больше $p_{изб}$ на величину B атмосферного давления. В отличие от давления $p_{изб}$ искомое давление p_1 газа в сосуде называют *абсолютным давлением*. В дальнейшем мы будем его обозначать $p_{абс}$. Таким образом

$$p_{абс} = p_{изб} + B. \quad (1-2)$$

Формула (1-2) показывает, что для измерения абсолютного давления в сосуде в том случае, когда оно выше атмосферного, нужно к избыточному давлению прибавить барометрическое давление; из этой же формулы и сказанного о столбе воздуха, оказывающем на уровне земли барометрическое давление, заключаем, что как $p_{абс}$, так и B измеряют давление от нулевого давления.



Фиг. 1-3.

Конструктивное выполнение приборов, которые измеряли бы непосредственно $p_{абс}$, затруднительно, хотя такие приборы и существуют; поэтому соответственно формуле (1-2) $p_{абс}$ измеряют двумя приборами: один из них измеряет $p_{изб}$ — он называется *манометром*; отсюда это давление часто называют *манометрическим*; другой прибор измеряет величину B , он называется *барометром*.

На фиг. 1-2 изображен жидкостный манометр; для измерения больших давлений употребляют пружинные манометры, которые так же, как и изображенный на фиг. 1-2, измеряют избыточное давление.

Если давление в сосуде ниже атмосферного, то ртуть в приборе при его присоединении к сосуду в правом колене опустится, а в левом поднимется и займет положение, указанное на фиг. 1-3.

Если теперь рассмотреть условия равновесия на площадке AC , то окажется, что с правой стороны на площадку действует давление B атмосферного воздуха, которое с левой стороны уравновешивается давлением столба ртути высотой l (обозначим это давление h) и абсолютным давлением газа в сосуде. Отсюда можно написать уравнение

$$p_{абс} + h = B. \quad (c)$$

Уравнение (c) перепишем так:

$$p_{абс} = B - h. \quad (1-3)$$

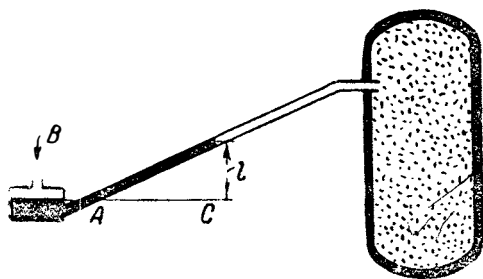
Из (1-3) видно, что абсолютное давление в сосуде меньше атмосферного на величину h ; эту последнюю величину называют *вакуумом* или *разрежением*.

Прибор, измеряющий h , называется *вакуумметром*; в котлах таким прибором измеряют силу тяги, и в этом случае он называется *тягомером*.

Формула (1-3) показывает, что для вычисления абсолютного давления в сосуде, в котором давление ниже атмосферного, необходимо из показания барометра вычесть показание вакуумметра.

При измерении малых давлений часто применяют наклонную трубку (фиг. 1-4). Как известно из физики, величина давления столба жидкости на свое основание от формы сосуда не зависит, а поэтому и в данном случае давление надо измерять высотой l столба по вертикали.

Из вышесказанного видно, что величины — избыточное давление и разрежение — являются вспомогательными при измерениях



Фиг. 1-4.

и не характеризуют состояния газа в сосуде, так как для одного и того же состояния газа эти величины могут принимать различные значения в зависимости от величины атмосферного давления. Это наглядно видно на фиг. 1-5, на которой в некотором масштабе отложены значения p_{abc} для случаев, когда оно больше атмосферного (a) и меньше атмосферного (b); в обоих случаях видно, как соответственно меняются $p_{изб}$ и h , когда без изменения состояния газа (p_{abc} остается постоянным) изменяется барометрическое давление от B до B' .

Итак, параметром состояния является только абсолютное давление; только оно в дальнейшем будет входить во всякого рода термодинамические зависимости.

Очень часто давление измеряют давлением столба какой-либо жидкости, выражая его высотой этого столба. Соотношение между величиной давления, выраженного в единицах *сила/поверхность*, и давлением, выраженным высотой столба жидкости, находят следующим образом.

Пусть имеется вертикальный цилиндрический столб жидкости, высота которого h , удельный вес γ , а площадь основания S ; на последнюю действует сила, равная весу жидкости, т. е.

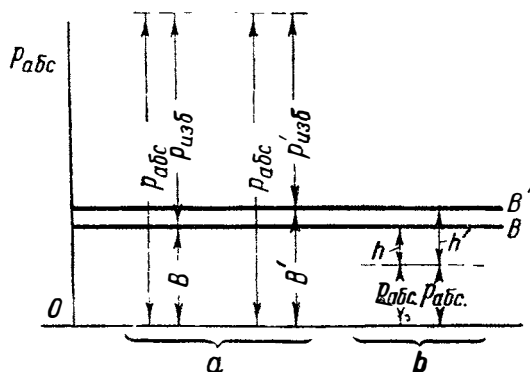
$$pS = V\gamma,$$

где V — объем столба жидкости. Разделив обе части уравнения на S , получаем:

$$p = h\gamma. \quad (1-4)$$

Отсюда и находят высоту h столба жидкости с удельным весом γ , оказывающей на свое основание давление p , выраженное в единицах силы на единицу поверхности.

Единица измерения давления определяется выбором единиц измерения для силы и для



Фиг. 1-5.

поверхности. В термодинамике, где используется техническая система мер, за единицу силы принимают килограмм, за единицу поверхности — квадратный метр, так что за единицу измерения давления следует принять $кг/м^2$ *. Специального названия эта единица не имеет. Во всех последующих расчетах следует пользоваться ею и в употребляемые формулы подставлять числовое значение давления, измеренное этой единицей.

Однако, для целей измерения она неудобна вследствие своей малости. В технике пользуются чаще другой единицей, представляющей собой давление одного килограмма на один квадратный сантиметр ($кг/см^2$); эта единица носит название *технической атмосферы* (или просто *атмосферы*).

В Англии, Америке и Австралии за единицу силы принимают *английский фунт*, за единицу поверхности *квадратный дюйм*: поэтому за единицу давления там принимают англ. фунт/дюйм².

При задании численных значений абсолютного и избыточного давлений последнее обозначают соответственно $ата$ и $ати$. Например, $p=10 ата$, $p=7 ати$, что для краткости читают: «10 атмосфер абсолютных», «7 атмосфер избыточных». При этом необходимо иметь в виду, что речь идет об абсолютном и избыточном давлениях, а не о разных единицах измерения, абсолютных или избыточных атмосферах.

В физике за единицу измерения давления принимают давление атмосферного воздуха. В среднем на уровне океана это давление соответствует давлению столба ртути высотой 760 мм.

* Здесь, как и везде в дальнейшем, $кг$ — единица измерения силы.

Отсюда в качестве единицы измерения давления в этом случае принимают давление ртутного столба высотой в 760 мм на горизонтальное основание при температуре ртути в 0°C (удельный вес при этом—13 595,1 кг/м³ при нормальном ускорении свободного падения 9,80665 м/сек²) (ОСТ 5859)¹.

Эту единицу называют *барометрической* или *физической атмосферой*.

В технической термодинамике этой единицей давления не пользуются, однако к ней относят так называемые «нормальные условия» (см. § 1-3).

Пользуясь формулой (1-4), можно найти соотношение между физической и технической атмосферой. По определению физической атмосферы имеем:

$$h = 0,76 \text{ м рт. ст.},$$

$$\gamma_{p.m} = 13,595 \text{ г/см}^3 = 13\,595 \text{ кг/м}^3.$$

Подставляя, находим:

$$p = 10\,333 \text{ кг/м}^2 = 1,0333 \text{ кг/см}^2.$$

Таким образом,

$$1 \text{ физ. ат} = 1,0333 \text{ техн. ат} = 1,0333 \text{ ат}.$$

Пользуясь этим соотношением, определяем

$$1 \text{ ат} = \frac{760}{1,0333} = 735,6 \text{ мм рт. ст.}$$

и

$$1 \text{ ат} = \frac{1}{1,0333} \text{ физ. ат} = 0,968 \text{ физ. ат}.$$

При измерении давления высотой водяного столба имеем следующие соотношения:

$$p = 1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2 = 10\,000 \text{ кг/м}^2 = h\gamma.$$

Здесь

$$\gamma_w = 1 \text{ г/см}^3 = 1\,000 \text{ кг/м}^3 \text{ (при } 4^\circ\text{C)}$$

(при небольшом изменении температуры воды с изменением удельного веса ее не считают), откуда

$$h = \frac{p}{\gamma} = \frac{10\,000}{1\,000} = 10 \text{ м}.$$

Таким образом,

$$1 \text{ тех. ат} = 10 \text{ м вод. ст.},$$

откуда легко получить, что

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

¹ Везде в дальнейшем будем принимать округло удельный вес ртути 13600 кг/м³ и ускорение свободного падения 9,81 м/сек².

Аналогично получаем, что

$$1 \text{ физ. ат} = 10,333 \text{ м вод. ст.}$$

Итак,

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

$$= 0,968 \text{ физ. ат} = 10 \text{ м вод. ст.} =$$

$$= 14,22 \text{ англ. фунт/дюйм}^2.$$

$$1 \text{ физ. ат} = 760 \text{ мм рт. ст.} = 1,0333 \text{ кг/см}^2 (\text{ат}) =$$

$$= 10,333 \text{ м вод. ст.} = 14,70 \text{ англ. фунт/дюйм}^2.$$

В 1927 г. в СССР введена так называемая *абсолютная метрическая система мер* (М. Т. С.). Основными величинами, при помощи которых должны определяться все другие, в ней приняты масса, длина и время. Единицами измерения соответственно служат: *тонна (масса), метр, секунда*.

Сила в этой системе определяется по второму закону Ньютона, как производная величина. За единицу силы принимают такую силу, которая массе в 1 т сообщает ускорение в 1 м/сек². Эта единица получила особое название — *стен (сн)*. Таким образом,

$$1 \text{ сн} = \frac{m (\text{масса}) \cdot m}{\text{сек}^2}.$$

Связь с технической системой мер можно установить, если иметь в виду, что сила в 1 кг сообщает массе в 1 кг ускорение, равное 9,81 м/сек². Отсюда следует, что

$$1 \text{ сн} = \frac{1\,000}{9,81} = 102 \text{ кг (сила)}.$$

За единицу давления в абсолютной метрической системе мер принято давление, которое производит сила в 1 сн на площадь в 1 м²; эта единица названа *пезой (пз)*. Таким образом,

$$1 \text{ пз} = \frac{\text{сн}}{\text{м}^2}.$$

С единицей давления, принятой в технической системе мер, атмосферой, можно установить такое соотношение:

$$1 \text{ пз} = 1 \text{ сн/м}^2 = 102 \text{ кг (сила)/м}^2 =$$

$$= \frac{102}{10\,000} \text{ кг (сила)/см}^2 = 0,0102 \text{ ат (тех.)},$$

т. е.

$$1 \text{ пз} = 0,0102 \text{ ат (тех.)}$$

и

$$1 \text{ тех. ат} = 98,1 \text{ пз}.$$

Эти единицы пока не вошли в практику теплотехнических расчетов.

При измерении давления высотой ртутного столба следует считаться с температурой ртути в приборе, так как от этой температуры зависит удельный вес ртути. Установленное выше соотношение

$$1 \text{ ат} = 735,6 \text{ мм рт. ст.}$$

верно лишь при температуре ртути 0°C, поэтому, желая выразить в технических атмосферах величины, измеренные высотой ртут-

ного столба при температурах ртути, отличных от нуля, нужно приводить эти высоты к 0°C путем введения поправок на температуру ртути в приборе.

При этом следует иметь в виду, что высота столба, измеренная при температуре ртути выше 0°C , больше той, которая была бы при температуре ртути 0°C , и наоборот, при температуре ртути ниже 0°C высота столба в приборе меньше той, которая установилась бы при температуре ртути 0°C ; поэтому при приведении столба ртути к 0°C в первом случае поправку следует вычитать из показания прибора, во втором случае — прибавлять к нему.

Величина поправки на 1 000 мм рт. ст. для различных температур указана в табл. 1-2.

ТАБЛИЦА 1-2

Температура столба ртути	5°	10°	15°	20°	25°	30°
Поправка на 1 000 мм . .	0,87	1,73	2,59	3,45	4,31	5,17

Температура Тепловое движение молекул вследствие малости последних не поддается простому и непосредственному измерению; для количественной характеристики его молекулярно-кинетическая теория связывает среднюю кинетическую энергию поступательного движения молекул с понятием *абсолютной температуры* газа, устанавливая прямую пропорциональность между этими величинами.

По представлениям молекулярно-кинетической теории при одной и той же температуре отдельные молекулы в газе движутся с разными скоростями. Абсолютная температура по сказанному здесь характеризует *среднюю* кинетическую энергию поступательного движения молекул. Таким образом, понятие абсолютной температуры относится ко всей массе молекул и не может быть отнесено к одной молекуле или к небольшой группе молекул.

Как известно, кинетическая энергия поступательного движения измеряется полупроизведением массы на квадрат скорости. Соответственно этому устанавливается следующее соотношение между средней кинетической энергией и абсолютной температурой:

$$\frac{m\omega^2}{2} = BT, \quad (1-5)$$

где T — абсолютная температура;
 m — масса одной молекулы;

ω — так называемая средняя квадратичная скорость (способ ее подсчета см. в § 1-3);

$\frac{m\omega^2}{2}$ — средняя кинетическая энергия посту-

пательного движения молекулы;

B — коэффициент пропорциональности.

Как видно из этой формулы, абсолютная температура принимает значение, равное нулю, для такого состояния тела, при котором отсутствует тепловое движение молекул, т. е. при $\omega = 0$; этому состоянию соответствует абсолютный нуль температур.

Покажем, что устанавливаемая молекулярно-кинетической теорией связь между средней кинетической энергией поступательного движения молекул и абсолютной температурой газа (1-5) не расходится с обычным понятием температуры, определяемой в курсах физики как степень нагретости тела.

Предположим, что мы привели в соприкосновение два какие-либо тела, не взаимодействующие друг с другом химически. При соприкосновении на поверхности раздела молекулы этих тел сталкиваются и обмениваются энергией подобно тому, как это имеет место и при столкновениях молекул одного и того же тела (газа) между собой. Молекулы, имеющие большую кинетическую энергию, передают часть своей энергии встреченным ими молекулам с меньшей кинетической энергией. Так как в каждом из обоих тел имеются молекулы с самыми разнообразными величинами скорости и кинетической энергии, то на поверхности раздела в результате каждого отдельного столкновения может произойти передача энергии то от одного тела к другому, то обратно. Но если средняя кинетическая энергия молекул первого тела больше, чем второго, то общий результат этих столкновений даже за кратчайший промежуток времени сведется к передаче тепловой энергии от первого тела ко второму, а не наоборот.

Можно показать (легче всего это сделать для газов), что передача энергии при соприкосновении двух тел, беря попрежнему общий результат за определенный промежуток времени, прекратится тогда и только тогда, когда величины средней кинетической энергии поступательного движения молекул обоих тел будут равны, т. е. при

$$\frac{m_1\omega_1^2}{2} = \frac{m_2\omega_2^2}{2},$$

где левая и правая части — соответственно

средние кинетические энергии поступательного движения каждого из тел.

Такое состояние двух тел называется *тепловым равновесием*. Рассмотрим два объема газа, разделенные, чтобы избежать смешения, тонкой твердой перегородкой и находящиеся в тепловом равновесии между собой (а также, конечно, и с перегородкой). Эти газы могут быть разной природы, иметь разное давление, занимать различный объем и т. п., но тепловое равновесие не нарушится, если только среднее значение кинетической энергии поступательного движения их молекул будет одно и то же. Но это значит, что условие теплового равновесия сводится к необходимости равенства абсолютных температур, определяемых нами при помощи формулы (1-5).

Условие теплового равновесия для одинаковых газов упрощается. Пусть имеем одинаковые газы, тогда

$$m_1 = m_2$$

и наше условие примет вид

$$w_1 = w_2,$$

т. е. для теплового равновесия одинаковых газов необходимо и достаточно, чтобы средние квадратичные скорости их были равны.

Обычное, знакомое каждому понятие о температуре как о степени нагретости тел также основано на представлении о переходе тепловой энергии от одного тела к другому при наличии разности температур и о тепловом равновесии при равенстве температур. Мы считаем два тела одинаково нагретыми, т. е. имеющими одинаковую температуру, если при соприкосновении их не наблюдается перехода тепла от одного тела к другому. Таким образом, устанавливается полное соответствие между тем и другим понятием температуры: тела, имеющие одинаковую температуру в обычном ее понимании, будут иметь и одинаковую температуру, определенную выше как мера средней кинетической энергии поступательного движения молекул.

При возможности простого измерения этой энергии для суждения о степени нагретости тела и сравнения в этом отношении тел между собой пользовались бы непосредственно значениями средней кинетической энергии поступательного движения молекул, а не условной величиной, каковой является температура.

Здесь речь шла о связи температуры с поступательным движением молекул. В дальнейшем эта связь температуры с движением молекул будет рассмотрена подробнее (см. § 2-1).

После установления понятия температуры возникает ряд вопросов, касающихся измерения температуры, т. е. сравнения температур двух тел, не находящихся в тепловом равновесии. Этому рода вопросы сводятся к установлению способа практического отсчета температур, точки начала отсчета и масштаба; они составляют предмет термометрии.

Удельный объем и удельный вес. Удельный объем представляет собой объем такого количества вещества, вес которого равен единице.

За единицу веса в технической термодинамике принимают *килограмм (кг)*. Таким образом, удельный объем газа — это объем одного килограмма его. Обратной величиной является удельный вес. Это есть вес количества вещества, заключающегося в единице объема. В технической термодинамике за единицу объема принимают *кубический метр (м³)*. Таким образом, удельный вес газа — это вес 1 м³ его.

Примем следующие обозначения: v — удельный объем и γ — удельный вес.

Из определения понятий для v и γ следует, что

$$v\gamma = 1, \quad (1-6)$$

откуда видно, что v и γ — величины взаимно обратные. За единицы измерения удельного веса и удельного объема в технической термодинамике приняты для первого $кг/м³$ и для второго — $м³/кг$.

Пример 1-1. Перевести давление $p = 3 \text{ г.мм}^2$ в $кг/см²$, $кг/м²$, $т/м²$.

Для перехода от одних дробных единиц измерения к другим можно рекомендовать следующее очевидное без каких-либо доказательств правило: в числителе и знаменателе заданного значения величины, измеренной дробной единицей измерения, заменяют старые единицы соответствующими значениями новых единиц, возводя их в степени, которые стоят в заданном значении величины; произведя арифметические действия, получают требуемый результат в новых единицах.

Применяя это правило к нашему примеру, заменяем в числителе и знаменателе заданного значения величины стоящие там единицы измерения новыми, возводя их в соответствующие степени; так как

$$1 \text{ г} = \frac{1}{1000} \text{ кг}$$

и

$$1 \text{ мм} = \frac{1}{10} \text{ см},$$

* Примеры 1-1 — 1-5 не относятся непосредственно к содержанию главы, однако излагаемые в них приемы обращения с дробными единицами измерения значительно облегчают последующие расчеты, и поэтому эти приемы здесь приводятся.

получаем для первого случая:

$$3 \text{ г/мм}^2 = 3 \frac{1}{\left(\frac{1}{10}\right)^2} \frac{1000}{1000} \text{ кг/см}^2 = 3 \frac{100}{1000} = 0,3 \text{ кг/см}^2.$$

Для второго случая: здесь

$$1 \text{ г} = \frac{1}{1000} \text{ кг}$$

и

$$1 \text{ мм} = \frac{1}{1000} \text{ м.}$$

$$3 \text{ г/мм}^2 = 3 \frac{1}{\left(\frac{1}{1000}\right)^2} \frac{1000}{1000} \text{ кг/м}^2 = 3000 \text{ кг/м}^2.$$

Для третьего случая: здесь

$$1 \text{ г} = \frac{1}{10^6} \text{ т}$$

и

$$1 \text{ мм} = \frac{1}{1000} \text{ м.}$$

$$3 \text{ г/мм}^2 = 3 \frac{10^6}{\left(\frac{1}{1000}\right)^2} \text{ т/м}^2 = 3 \text{ т/м}^2.$$

Пример 1-2. Давление в сосуде $p = 8 \text{ кг/см}^2$. Выразить это давление в англ. фунт/дюйм².

Правило предыдущего примера применяем так:

$$\begin{aligned} 1 \text{ кг} &= 2,21 \text{ англ. фунт.}, \quad 1 \text{ см} = 0,3937 \text{ дюйма}; \\ \text{отсюда} \quad 8 \text{ кг/см}^2 &= 8 \frac{2,21 \text{ англ. фунт}}{0,3937^2 \text{ дюйм}^2} = \frac{8 \cdot 2,21}{0,3937^2} \frac{\text{англ. фунт}}{\text{дюйм}^2} = \\ &= 114 \text{ фунт/дюйм}^2. \end{aligned}$$

Пример 1-3. Для уравнения равномерного движения

$$s = kt,$$

где s — путь, c — скорость, t — время, а k — коэффициент пропорциональности, найти значение коэффициента пропорциональности при измерении s — м, t — сек., а c — км/час.

Как правило, в каждом уравнении все величины должны быть измерены в соответствующих единицах измерения. В тех случаях, когда по каким-либо соображениям одна из величин должна быть измерена в несоответственной единице измерения, необходимо ввести в ту часть уравнения, где она стоит, коэффициент пропорциональности. Значение этого коэффициента пропорциональности можно найти, руководствуясь следующим правилом. Сначала по изложенному в примере 1-1 правилу надо найти соотношение между соответственной и несоответственной единицами измерения по зависимости

$$A_c = n A_n. \quad (a)$$

Здесь A_c — название соответственной единицы измерения; A_n — название несоответственной единицы измерения; n — соотношение между ними. При этом, если величина, о которой идет речь, находится в числителе, то коэффициент пропорциональности

$$k = \frac{1}{n};$$

если же она стоит в знаменателе, то

$$k = n.$$

В нашем примере соответственная единица измерения для c — м/сек, а заданная несоответственная $\frac{\text{км}}{\text{час}}$; находим соотношение n в уравнении (a):

$$1 \text{ м/сек} = 1 \frac{1000 \text{ км}}{3600 \text{ час}}; \quad 1 \text{ м/сек} = 3,6 \text{ км/час.}$$

Следовательно, $n = 3,6$;

так как c стоит в числителе, то

$$k = \frac{1}{3,6}.$$

Таким образом, подставляя в заданное уравнение значения s в км/час и t в сек., при найденном значении k будем получать значения s в м.

Пример 1-4. Найти значение коэффициента пропорциональности в формуле

$$P = k \frac{\omega d c_p}{\lambda},$$

если скорость ω измерена в м/сек, диаметр d — в м, теплоемкость c_p — в ккал/кг град, а теплопроводность λ — в ккал/м час град.

Соответственной единицей измерения в данном случае для теплопроводности была бы ккал/м сек град. Находим значение n :

$$1 \text{ ккал/м сек град} = 1 \frac{\text{ккал}}{\text{м} \frac{1}{3600} \text{ час град}}$$

$$1 \text{ ккал/м сек град} = 3600 \text{ ккал/м час град.}$$

Таким образом,

$$n = 3600.$$

Так как λ стоит в знаменателе, то

$$k = n.$$

Итак, в уравнение

$$P = 3600 \frac{\omega d c_p}{\lambda}$$

значения величин надо подставлять в единицах измерения, указанных в условии данного примера.

Пример 1-5. В уравнении Клапейрона

$$k p v = RT$$

найти значение для k , если принять следующие единицы измерения:

$$p — \text{кг/см}^2; \quad v — \text{м}^3/\text{кг}; \quad R — \text{кгм/кг град}; \quad T — \text{град.}$$

Для p соответственной единицей измерения является кг/м². Находим соотношение между соответственной единицей измерения и несоответственной

$$1 \text{ кг/м}^2 = 1 \frac{\text{кг}}{(100)^2 \text{ см}^2} = \frac{1}{10^4} \text{ кг/см}^2.$$

Отсюда

$$n = \frac{1}{10^4}$$

Так как k стоит в числителе, то

$$k = \frac{1}{n} = 10^4.$$

Итак, если в заданное уравнение подставлять значение p в $кг/см^2$, оно должно выглядеть так:

$$10^4 p v = RT.$$

Пример 1-6. Температура пара перед вентилем турбины $t = 350^\circ\text{C}$. Чему соответствует эта температура по термометру Фаренгейта?

Для перевода показаний термометров Цельсия и Фаренгейта друг в друга нужно пользоваться следующими формулами, объясняемыми в курсах физики:

$$t^\circ\text{F} = 32 + \frac{9}{5} t^\circ\text{C};$$

$$t^\circ\text{C} = (t^\circ\text{F} - 32) \frac{5}{9}.$$

Отсюда для нашего случая

$$t^\circ\text{F} = 32 + \frac{9}{5} t^\circ\text{C} = 32 + \frac{9}{5} \cdot 350 = 662^\circ\text{F}.$$

Пример 1-7. Воляной пар из барабана парового котла поступает в перегреватель, где температура его повышается на 81° по термометру Фаренгейта. Чему соответствует этот перегрев по термометру Цельсия?

Для перевода разности температур, данной в градусах Цельсия, в градусы Фаренгейта и наоборот надо иметь в виду следующие формулы, основанные на цене одного деления того и другого термометра:

$$\Delta t^\circ\text{C} = \frac{5}{9} \Delta t^\circ\text{F};$$

$$\Delta t^\circ\text{F} = \frac{9}{5} \Delta t^\circ\text{C}.$$

Отсюда, для нашего случая искомое число составит

$$\Delta t^\circ\text{C} = \frac{5}{9} \cdot \Delta t^\circ\text{F} = \frac{5}{9} \cdot 81 = 45^\circ\text{C},$$

следовательно, пар перегрет на 45°C .

Пример 1-8. Определить абсолютное давление в паровом котле, если манометр показывает $p = 2 \text{ ат}$, а атмосферное давление по ртутному барометру составляет $B = 680 \text{ мм}$ при $t = 25^\circ\text{C}$.

Температуре ртути 25°C соответствует по табл. 1-2 поправка, равная $4,31 \text{ мм}$ рт. ст. Поэтому, приводя показания барометра к 0°C , получим по формуле (1-2):

$$p_{\text{абс}} = 2 + \frac{680 - 4,31 \cdot 0,680}{735,6} = 2 + 0,92 = 2,92 \text{ ат}.$$

Пример 1-9. Ртутный вакуумметр, присоединенный к сосуду, показывает разрежение $h = 580 \text{ мм}$. Температура ртути в вакуумметре $t = 20^\circ\text{C}$. Давление атмосферы по ртутному барометру $B = 770 \text{ мм}$ при температуре $t = 18^\circ\text{C}$. Определить абсолютное давление $p_{\text{абс}}$ в сосуде (в атмосферах).

Пользуясь данными табл. 1-2, приводим показания к температуре ртути 0°C . Тогда разрежение в сосуде, приведенное к нулю:

$$h = 580 \text{ мм} - 3,45 \cdot 0,580 = 578 \text{ мм рт. ст.},$$

барометрическое давление, приведенное к нулю:

$$B = 770 - \left[2,59 + \frac{3 \cdot (3,45 - 2,59)}{5} \right] \cdot 0,770 = 770 - 2,4$$

$$B = 767,6 \text{ мм рт. ст.}$$

Абсолютное давление по формуле (1-3):

$$p = \frac{767,6 - 578}{735,6} = \frac{189,6}{735,6} = 0,26 \text{ ат}.$$

Пример 1-10. Тягомер у дымовой трубы показывает разрежение дымовых газов $h = 60 \text{ мм}$ вод. ст. Определить абсолютное давление $p_{\text{абс}}$ дымовых газов при показании барометра $B = 770 \text{ мм}$ рт. ст. при $t = 0^\circ\text{C}$.

Так как удельный вес ртути в $13,59$ раз больше удельного веса воды, то разрежение дымовых газов, выраженное в миллиметрах ртутного столба, составит

$$h = \frac{60}{13,59} = 4,4 \text{ мм}.$$

Абсолютное давление дымовых газов по формуле (1-3):

$$p_{\text{абс}} = 770 - 4,4 = 765,6 \text{ мм рт. ст.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 1-1. Какая температура выше, $t = 150^\circ\text{C}$ или $t = 350^\circ\text{F}$, и на сколько градусов?

Задача 1-2. Какая температура в градусах Цельсия соответствует 0° по Фаренгейту?

Задача 1-3. Температура воды в сосуде $t = 2^\circ\text{C}$. Чему соответствует эта температура по термометру Фаренгейта?

Задача 1-4. Температура воды поднялась на $\Delta t = 2^\circ\text{C}$. Чему соответствует это повышение температуры по термометру Фаренгейта?

Задача 1-5. К газу подведено такое количество тепла, что его температура повысилась на $\Delta t = 40^\circ\text{C}$. Какому повышению в градусах Фаренгейта это соответствует?

Задача 1-6. Какая единица больше и во сколько раз

а) $г/мм^2$ или $кг/см^2$;

б) англ. фунт/дюйм или $кг/м^2$.

Задача 1-7. Перевести 1800 г/см^2 в $кг/м^2$.

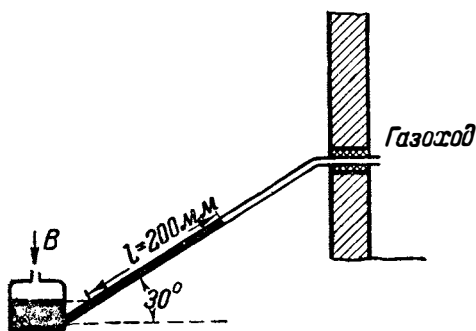
Задача 1-8. Перевести 125 англ. фунт/дюйм² в технические атмосферы.

Задача 1-9. Манометр котла показывает $p = 15 \text{ ат}$. Перевести показание манометра в англ. фунт/дюйм².

Задача 1-10. Разрежение в сосуде $h_1 = 600 \text{ мм}$ рт. ст. (приведено к 0°C). Ртутный барометр показывает $B_1 = 735 \text{ мм}$ при $t = 20^\circ\text{C}$. При другом наблюдении разрежение в сосуде $h = 650 \text{ мм}$ рт. ст. (приведено к 0°C). Показание ртутного барометра $B_2 = 745 \text{ мм}$ при $t = 15^\circ\text{C}$. Определить, в каком случае абсолютное давление больше и на сколько.

Задача 1-11. Манометр у парового котла показывает $p = 80$ фунт/дюйм². Показание барометра $B = 750 \text{ мм}$ рт. ст. (приведено к 0°C). Каково должно быть показание манометра при показании барометра $B_2 = 780 \text{ мм}$ рт. ст., если абсолютное давление в котле осталось прежним?

Задача 1-12. К дымоходу парового котла для измерения разрежения присоединен тягомер (фиг. 1-6), угол наклона трубки которого $\alpha = 30^\circ$. Длина столба воды, отсчитанная по шкале, $l = 200 \text{ мм}$. Определить



Фиг. 1-6.

абсолютное давление газов, если показание ртутного барометра $B = 745$ мм при температуре столба ртути $t = 30^\circ\text{C}$.

Задача 1-13. При измерении давления в сосуде ртутным манометром для предупреждения испарения ртути сверху налита вода, причем столб ртути имеет высоту 90 мм, а столб воды 320 мм. Барометрическое давление воздуха $B = 780$ мм рт. ст. Определить абсолютное давление в сосуде.

Задача 1-14. На диаграмме (фиг. 1-7) проведена линия барометрического давления (атмосферная линия). 1) На каком расстоянии x от нее следует провести линию абсолютного нуля давлений, если $B = 770$ мм рт. ст., а масштаб диаграммы $1 \text{ ат} = 12 \text{ мм}$. 2) Провести на диаграмме линии:

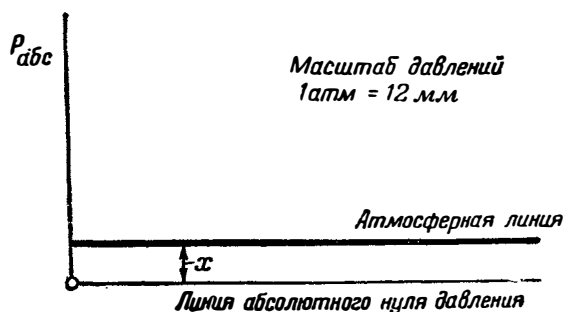
$$p = 2,4 \text{ ат}, h = 40 \text{ см рт. ст.}$$

1-3. ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

В § 1-1 мы установили, что газы (за исключением водяного пара), с которыми приходится иметь дело в теплотехнических расчетах, в пределах точности, которая требуется для этих расчетов, можно считать идеальными газами. Для решения задач, относящихся к рабочему телу, надо прежде всего познакомиться с рядом положений, известных под общим названием *законов идеальных газов*.

Наблюдением над поведением газов занимался ряд физиков, и в XVII и XVIII веках был установлен ряд эмпирических положений — законов, которыми в настоящее время и пользуются для расчетов. Наблюдения производились над газами, достаточно удаленными от состояния жидкости; однако, получаемые результаты приводили к выведенным из них положениям недостаточно строго, так как даже во взятых состояниях между молекулами проявлялись силы сцепления, и объем молекул имел хотя и малое, но конечное значение.

Для неформального понимания газовых законов и освещения ряда понятий термодинамики следует дать им объяснение, вытекающее из наших представлений о строении газа и сущности тепловой энергии.



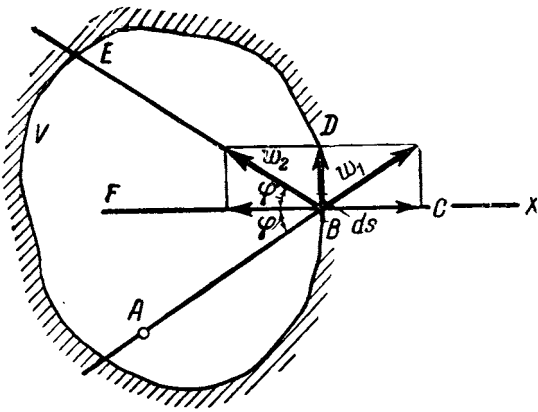
Фиг. 1-7.

Это можно сделать при помощи утвердившейся в науке с середины XIX века молекулярно-кинетической теории, которая позволила подойти к установлению газовых законов на основании теоретических соображений, вытекающих из приложения законов механики к поведению молекул.

Основное уравнение кинетической теории газов. Законы идеальных газов могут быть выведены из так называемого *основного уравнения кинетической теории газов*, которое дает в аналитической форме связь между давлением газа, средней кинетической энергией поступательного движения молекул и концентрацией их.

Уже было указано, что кинетическая теория рассматривает давление газа как результат ударов молекул о стенки сосуда. Это положение является исходным при выводе основного уравнения. При этом рассматривают идеальный газ, молекулы которого находятся в хаотическом тепловом движении. Это значит, что молекулы движутся прямолинейно и равномерно, постоянно сталкиваясь друг с другом и со стенкой. При ударе о стенку они ведут себя, как упругие шары, т. е. абсолютная величина скорости их при этом не меняется; угол же, под которым молекула ударяется, равен углу при отражении. Тепловое движение громадного числа молекул обуславливает то, что молекулы равномерно заполняют весь объем, т. е. можно с очень большой степенью точности считать, что в каждом из одинаковых элементов объема расположено одинаковое число молекул. Кроме того, из тех же соображений можно полагать, что в каждом одинаковом элементе объема расположено одинаковое число молекул, обладающих одной и той же скоростью.

Пусть в объеме V сосуда произвольной формы находится N молекул (фиг. 1-8); сле-



Фиг. 1-3.

довательно, на единицу объема приходится

$$n = \frac{N}{V}$$

молекул газа. Эту величину называют *концентрацией молекул*.

Рассмотрим явление удара какой-нибудь одной молекулы *A* о стенку. Для этого выделим элемент поверхности *ds*, перпендикулярный оси *X*. Пусть при этом движение рассматриваемой молекулы происходит в плоскости чертежа. При ударе о стенку сосуда молекула сообщает стенке импульс, равный, как это известно из механики, изменению количества движения при ударе. Пусть направление движения молекулы есть *AB* и в *B* происходит удар о стенку сосуда. Линия *FB* есть нормаль в точке *B*. Разложим скорость молекулы w_1 в точке *B* на две составляющие: нормальную *BC* и касательную *BD*. После удара молекула полетит по направлению *BE*, причем $\angle ABF = \angle FBE$. При этом абсолютная величина скорости после удара не изменяется. Если разложить скорость после удара по тем же направлениям, то, как легко видеть, изменится лишь нормальная составляющая: до удара эта составляющая была направлена от *B* к *C*, после удара — от *B* к *F*; величина обеих составляющих, а равно направление касательной составляющей не изменились, так что в этом последнем направлении не произошло изменения скорости, а значит, и количества движения.

Определим силу удара. Ее можно найти из условия, что импульс силы равен изменению количества движения. До удара проекция количества движения молекулы при массе ее *m* составляет mx_1 , где x_1 — проекция скорости молекулы на ось *X*-ов; после удара она составляет $-mx_1$. Изменение количества дви-

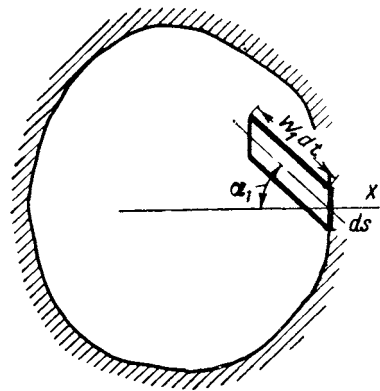
жения при ударе определится как геометрическая разность количеств движения до и после удара:

$$mx_1 - (-mx_1) = 2mx_1.$$

Отсюда видно, что изменение количества движения зависит только от проекции скорости молекулы на ось *X*-ов и не зависит при этом по отдельности ни от величины этой скорости, ни от того, под каким углом эта молекула падает на стенку. Это позволяет установить, что сила удара, а следовательно, и давление газа действуют по нормали к стенке.

Исходя из сделанного вывода об изменении количества движения, разобьем все молекулы, находящиеся в сосуде, на категории причем будем считать молекулы принадлежащими к одной и той же категории, если проекции их скоростей на ось *X*-ов по абсолютной величине равны между собой.

Пусть в единице объема молекул с проекцией скорости x_1 будет n_1 , с проекцией x_2 — n_2 , с x_3 — n_3 и т. д. Подсчитаем число молекул первой категории, падающих на элемент поверхности *ds* за время *dt*. Пусть среди молекул этой категории будет n'_1 молекул, летящих под углом α_1 к элементу *ds* (элемент времени берется настолько малым, чтобы на пути, пройденном молекулами за время перед ударом о стенку, не было столкновений). Очевидно, скорости этих молекул одинаковы; обозначим эту скорость w_1 . В таком случае все молекулы, летящие под углом α_1 , перед ударом или после удара будут находиться в наклонном цилиндре с основанием *ds* и образующей $w_1 dt$, а направления скоростей их будут параллельны образующей цилиндра (фиг. 1-9).



Фиг. 1-9.

Подсчитаем число таких молекул. Объем рассматриваемого цилиндра

$$x_1 dt ds,$$

где $x_1 dt$ есть высота рассматриваемого цилиндра. Следовательно, число молекул с проекцией скорости x_1 и летящих под углом α_1 составит

$$n'_1 x_1 dt ds.$$

Часть этих молекул летит от стенки, другая — по направлению к стенке. При громадном количестве молекул и хаотическом их движении можно считать, что половина подсчитанных молекул летит по направлению к стенке, отсюда число ударов от подсчитанных молекул составит

$$\frac{n'_1 x_1 dt ds}{2}.$$

Молекулы этой же категории, но падающие под другим углом α_2 (все они, очевидно, обладают какой-то другой одинаковой скоростью) и ударяющиеся об элемент стенки ds , образуют другой цилиндр. Число их определяется по аналогии выражением

$$\frac{1}{2} n''_1 x_1 dt ds.$$

Суммируя все молекулы с проекцией x_1 и различными α , найдем общее число молекул первой категории, падающих на элемент ds :

$$\frac{1}{2} n'_1 x_1 dt ds + \frac{1}{2} n''_1 x_1 dt ds + \frac{1}{2} n'''_1 x_1 dt ds + \dots = \frac{1}{2} (n'_1 + n''_1 + n'''_1 + \dots) dt ds = \frac{1}{2} n_1 x_1 dt ds,$$

где

$$n'_1 + n''_1 + n'''_1 + \dots = n_1$$

есть число молекул первой категории.

Согласно предыдущему изменение количества движения при каждом ударе составляет $2 m x_1$. Как было показано, оно не зависит от направления, под которым молекулы падают на стенку; следовательно, общее изменение количества движения может быть найдено путем умножения этого значения на общее число ударов молекул первой категории, так что изменение количества движения в этом случае составит

$$\frac{2 m x_1 n_1 x_1 dt ds}{2} = x_1^2 m n_1 dt ds.$$

Обратимся теперь к вычислению давления газа, которое обозначим p ; давление, как из-

вестно, измеряют силой, приходящейся на единицу поверхности; если обозначить p_1 давление, обусловленное молекулами первой категории, то сила давления на элемент поверхности от молекул первой категории будет $p_1 ds$, а импульс силы за элемент времени dt составит $p_1 dt ds$; отсюда

$$p_1 dt ds = m n_1 x_1^2 dt ds$$

и

$$p_1 = m n_1 x_1^2.$$

Если обозначить давление, обусловленное молекулами второй категории, p_2 , третьей категории p_3 и т. д., то по аналогии получим

$$p_2 = m n_2 x_2^2;$$

$$p_3 = m n_3 x_3^2.$$

.....

Давление же, обусловленное молекулами всех категорий, составит

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = m n_1 x_1^2 + m n_2 x_2^2 + \dots + m n_i x_i^2,$$

где i — число отдельных категорий, или

$$p = m (n_1 x_1^2 + n_2 x_2^2 + \dots + n_i x_i^2). \quad (a)$$

Уравнение (a) можно переписать в более простой форме, а именно:

$$p = m (x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2),$$

$$p = m \sum_1^n x_k^2, \quad (b)$$

где знаки при x теперь относятся к каждой отдельной, как говорят k -той, молекуле из общего числа n . В самом деле, как в (a), так и в (b) множитель в скобках представляет собой одно и то же, а именно, сумму квадратов проекций скоростей всех молекул на ось X -ов.

Пусть x_k, y_k, z_k — проекции скорости w_k на координатные оси; по известному правилу аналитической геометрии

$$w_k^2 = x_k^2 + y_k^2 + z_k^2 \quad (c)$$

и для всех молекул

$$\sum_1^n w_k^2 = \sum_1^n x_k^2 + \sum_1^n y_k^2 + \sum_1^n z_k^2. \quad (d)$$

Для каждой из проекций можно найти такое среднее ее значение, чтобы оно удовлетворяло в применении, например, к x , условию

$$x^2 = \frac{\sum_1^n x_k^2}{n}, \quad (e)$$

где x искомого среднее значение.

Написав уравнения (e) для каждой проекции и взяв суммы левых и правых сторон, получим, принимая во внимание (d):

$$x^2 + y^2 + z^2 = \frac{\sum_1^n x_k^2 + \sum_1^n y_k^2 + \sum_1^n z_k^2}{n} = \frac{\sum_1^n \omega_k^2}{n}. \quad (f)$$

Обозначив

$$x^2 + y^2 + z^2 = \omega^2, \quad (g)$$

находим из (f):

$$\omega = \sqrt{\frac{\sum_1^n \omega_k^2}{n}}. \quad (i)$$

Так составленная средняя скорость ω называется *средней квадратичной скоростью*.

Подставляя далее значение $\sum_1^n x_k^2$ из (e) в (b), получаем:

$$p = mnx^2. \quad (k)$$

При громадном числе молекул, движущихся хаотически по разным направлениям, из которых ни одно не имеет преимущества перед другим, можно считать, что в уравнении (g)

$$x^2 = y^2 = z^2.$$

Подставляя это в (g), получим:

$$3x^2 = \omega^2,$$

откуда

$$x^2 = \frac{\omega^2}{3}$$

и давление, найденное в (k), примет в этом случае вид

$$p = \frac{1}{3} mn\omega^2. \quad (1-7')$$

Иногда пишут

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\omega^2}{2}. \quad (1-7)$$

Можно показать, что входящее в формулу (1-7) выражение $\frac{m\omega^2}{2}$ есть *средняя кинетическая энергия* поступательного движения одной молекулы. (Введение в расчеты средней квадратичной скорости тем и объясняется, что знание значения этой величины дает возможность легкого определения значения средней кинетической энергии поступательного движения одной молекулы).

По смыслу средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы составляет

$$e = \frac{\frac{m\omega_1^2}{2} + \frac{m\omega_2^2}{2} + \dots + \frac{m\omega_n^2}{2}}{n} = \frac{m \sum_1^n \frac{\omega_k^2}{2}}{n},$$

где в числителе каждое слагаемое представляет собой энергию одной молекулы.

Полученное выражение можно написать и так:

$$e = \frac{m \sum_1^n \omega_k^2}{2n}$$

Подставляя сюда из (i) значение для величины, стоящей под знаком суммы, получаем:

$$e = \frac{m\omega^2}{2}. \quad (1-8)$$

Таким образом, формула (1-7) означает, что

давление газа численно равно двум третям средней кинетической энергии поступательного движения молекул, заключенных в единице объема.

Объединенный закон Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. Если число молекул в 1 кг газа составляет N , то в уравнении (1-7) можно заменить

$$n = \frac{N'}{v};$$

здесь v — объем 1 кг. При этом уравнение (1-7) принимает вид:

$$p v = \frac{2}{3} N' \frac{m\omega^2}{2},$$

а с учетом уравнения (1-5)

$$p v = \frac{2}{3} N' B T.$$

Отнесем это уравнение к двум состояниям газа, которые обозначим 1 и 2; соответственно для каждого из них получим:

$$p_1 v_1 = \frac{2}{3} N' B T_1$$

и

$$p_2 v_2 = \frac{2}{3} N' B T_2.$$

Почленное деление этих уравнений приводит к зависимости

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2}, \quad (1-9)$$

известной под названием *объединенного закона Бойля-Мариотта — Гей-Люссака*. В ней, очевидно, вместо удельного объема v можно поставить общий объем V газа, так как это совершается умножением обеих частей равенства на вес G газа.

Закон Бойля-Мариотта. Если переход от состояния 1 к состоянию 2 происходит при одной и той же температуре ($T_1 = T_2$), то зависимость (1-9) принимает вид:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2. \quad (1-10')$$

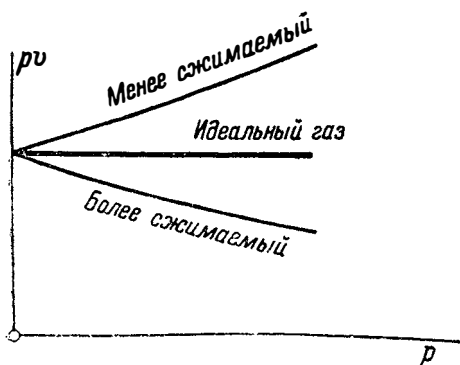
Так как два состояния 1 и 2 были выбраны произвольно, то уравнение (g) можно записать так:

$$p v = \text{const}, \quad (1-10)$$

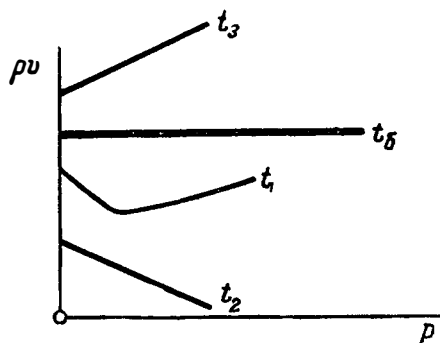
т. е. при постоянной температуре произведение давления газа на его удельный объем есть величина постоянная. Эта зависимость была установлена экспериментально Бойлем (1661 г.) и Мариоттом (1678 г.) и носит название *закона Бойля-Мариотта*.

Как было уже сказано, все газы в зависимости от состояния, в котором они находятся, и предъявляемой к расчетам точности можно считать идеальными. Это тем более справедливо, чем менее диапазон давлений, в котором рассматривается изменение состояния газа.

Как показывают опыты над газами в большом диапазоне изменения давления все действительные газы более или менее сильно отклоняются от названного закона. Отклонение может быть двоякое: в одном случае газ оказывается более, в другом менее сжимаемым, чем идеальный газ, причем в зависимости от взятой температуры он обнаруживает при изменении давления или одно, или оба отклонения. Наглядно отклонение газа от свойств идеального газа легко представить в диаграмме $p v - p$ (фиг. 1-10), где по оси абс-



Фиг. 1-10.



Фиг. 1-11.

цисс откладывают значения p , а по оси ординат — произведения $p v$. Идеальный газ данной температуры при изменении p должен для $p v$ давать прямую, параллельную оси абсцисс. Повышение кривой при увеличении p свидетельствует о меньшей, а понижение кривой — о большей по сравнению с идеальным газом сжимаемости рассматриваемого газа.

Многочисленные опыты, произведенные над газами в пределах 1—3000 ат, показывают, что газы в некотором пределе температур обнаруживают оба отклонения от свойств идеального газа, т. е. кривая $p v$ проходит через некоторый минимум (кривая t_1 на фиг. 1-11); при других изменениях температуры обнаруживается одно какое-либо свойство (кривые t_2 и t_3). В промежутке между t_2 и t_3 есть какая-то температура t_6 , при которой ни того ни другого отклонения в достаточно большом интервале давлений не обнаруживается, т. е. при этой температуре реальный газ ведет себя как идеальный. Эта температура называется *бойлевой температурой*.

Закон Гей-Люссака. Если переход от состояния 1 к состоянию 2 произвести один раз при постоянном давлении ($p_1 = p_2$), а другой раз при постоянном объеме ($v_1 = v_2$), то уравнение (1-9) примет вид: для $p = \text{const}$

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (1-11)$$

т. е. при постоянном давлении удельный объем изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре;

для $v = \text{const}$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (1-12)$$

т. е. при постоянном объеме давление изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре.

Зависимости (1-11) и (1-12) известны под названием закона Гей-Люссака (1802 г.).

Эти зависимости являются исходными при установлении шкалы температур. Для этого следует взять два каких-либо определенных тепловых состояния идеального газа, придать им определенные численные значения, характеризующие температуру, и по изменению объема в процессе $p = \text{const}$ или по изменению давления в процессе $v = \text{const}$ установить единицу для измерения степени нагреюности, т. е. температуры тела.

За такие определенные состояния, или, как их называют, *постоянные точки*, принимают температуру *таяния льда* (давление окружающей среды здесь практически не имеет значения) и температуру *кипения воды* в обоих случаях при барометрическом давлении в 760 мм (ртуть в барометре должна быть при температуре таяния льда). Точку таяния льда принимают за начало отсчета температур и обозначают ее 0° (нуль градусов). Точку кипения воды принимают за 100° . Изменение давления газа между этими точками при постоянном объеме делят на сто равных частей; полученный интервал определяет один градус этой шкалы. Можно поступить и иначе: изменение объема газа при постоянном давлении в указанных пределах нужно разделить на сто равных частей; полученная величина также определит один градус стоградусной шкалы. Такая шкала называется *шкалой идеального газа*. Все температуры, отсчитанные по этой шкале от точки таяния льда, обозначают так: $^\circ\text{C}$. Температуры же, отсчитанные от абсолютного нуля (абсолютная температура), обозначают: $^\circ\text{K}$ (например $^\circ\text{K}$, 0°K), где К — начальная буква физика Кельвина, установившего термодинамическую шкалу температур, соответствующую шкале идеального газа (Шкала Кельвина — см. дальше, § 7-6).

Построение самого термометра можно было бы осуществить следующим образом. Пусть имеется объем v_0 идеального газа при абсолютной температуре T_0 таяния льда. При неизменном давлении нагреваем его до температуры T кипения воды, объем его при этом пусть будет v .

На основании (1-11) можно написать производную пропорцию:

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{T - T_0}{T_0}$$

или

$$\frac{v - v_0}{(T - T_0)v_0} = \frac{1}{T_0}$$

Пусть

$$T - T_0 = 100^\circ;$$

тогда величина

$$\frac{v - v_0}{100 v_0} \quad (1)$$

будет мерой одного градуса стоградусной шкалы идеального газа.

Отношение (1) носит название *термического коэффициента объема*; его обозначают α . Оно показывает, на какую долю своей величины увеличивается в процессе с постоянным давлением объем идеального газа при 0°C с повышением температуры на каждый градус.

Согласно этому определению коэффициента α объем v_0 идеального газа при 0°C при повышении температуры до $t^\circ\text{C}$ расширится до

$$v_t = v_0 (1 + \alpha t). \quad (1-13)$$

Можно было бы поступить и следующим образом: пусть при температуре T_0 таяния льда давление некоторого объема идеального газа составляет p_0 . При неизменном объеме доведем газ до теплового равновесия с кипящей водой, температура которой T (кипение происходит при барометрическом давлении 760 мм рт. ст.). Пусть при этом давлении станет p . На основании (1-12) имеем:

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{T - T_0}{T_0}$$

или

$$\frac{p - p_0}{(T - T_0)p_0} = \frac{1}{T_0}. \quad (n)$$

Пусть

$$T - T_0 = 100^\circ,$$

тогда

$$\frac{p - p_0}{100 p_0}, \quad (n)$$

будет мерой одного градуса стоградусной шкалы идеального газа.

Отношение (n) обозначают β ; его называют *термическим коэффициентом давления*. Оно показывает, на какую долю своей величины увеличивается в процессе с постоянным объемом давление идеального газа при 0°C с повышением температуры на каждый градус.

Для любой температуры t °С стоградусной шкалы идеального газа давление p_t составит

$$p_t = p_0 (1 + \beta t). \quad (1-13')$$

Так как выражения (I) и (II) равны одной и той же величине $\frac{1}{T_0}$, то для идеального газа

$$\alpha = \beta.$$

Определением термических коэффициентов объема и давления для реальных газов занимались физики Генинг и Гейзе. В 1921 г. они установили следующие значения:

- для гелия $\alpha = 0,0036604 - 0,0000019 p_0$
- » водорода $\alpha = 0,0036604 - 0,000012 p_0$
- » азота $\alpha = 0,0036604 - 0,0000127 p_0$
- » гелия $\alpha = 0,0036604 - 0,0000004 p_0$
- » водорода $\alpha = 0,0036604 - 0,0000017 p_0$
- » азота $\alpha = 0,0036604 - 0,0000134 p_0$

Как видно из этих данных, термические коэффициенты давления и объема зависят от давления, при котором находится газ (здесь p_0 — давление в метрах рт. ст., при котором находится газ, имея 0°С). На основании новейших данных для идеального газа определено

$$\alpha = \beta = 0,0036604 = \frac{1}{273,16}.$$

Это значение найдено как предел, к которому стремятся α и β реальных газов при уменьшении давления газа, что приближает их по свойствам к идеальному газу.

Таким образом,

$$\alpha = \beta = \frac{1}{T_0} = \frac{1}{273,16},$$

откуда

$$T_0 = 273,16^\circ \text{ К.}$$

Такова температура точки таяния льда (0°С) при отсчете ее от абсолютного нуля температур (0°К). Очевидно, любая температура t °С при отсчете от 0°К составит

$$T^\circ \text{ К} = t^\circ \text{ С} + 273,16$$

или с достаточной для технических расчетов точностью

$$T^\circ \text{ К} = t^\circ \text{ С} + 273^\circ. \quad (1-14)$$

Таким образом, принятые обозначения °С и °К дают различие в началах отсчета, цена же деления в обоих случаях одна и та же и соответствует одному градусу стоградусной шкалы идеального газа.

Ввиду отсутствия в природе идеального газа приходится для практического осуществ-

ления температурной шкалы пользоваться *реальными газами* и именно такими из них, которые в наибольшей степени удовлетворяют уравнениям (1-11) и (1-12). Прежде всего был использован в этих целях *водород*.

Построенный таким образом водородный термометр несколько неточен. В нем разность давлений между 0 и 100° разделена на равные части, между тем вследствие наличия сил сцепления кинетическая энергия поступательного движения молекул, т. е. то, что отождествляют с понятием абсолютной температуры, изменяется не прямо пропорционально изменению давления. Вот почему водород, как и всякое другое тело, не может быть применен для точного установления градуса температурной шкалы. Всякая такая шкала зависит от свойства тела, принятого для установления градуса в ней. Для получения же шкалы, не зависящей от свойств вещества, в водородную шкалу необходимо внести поправки; так и делают для получения шкалы идеального газа — шкалы, не зависящей от свойства вещества. Такая шкала и принята в качестве *стандартной международной шкалы*.

Для внесения поправок в построенный по реальному газу термометр необходимо изучить влияние сил сцепления и размеров молекул. Одним из процессов, при помощи которого можно это сделать, является процесс Джоуля-Томсона. При этом приходится пользоваться зависимостями, вытекающими из второго закона термодинамики. Так практически осуществляется шкала идеального газа (подробнее см. § 7-6).

Шкала, построенная по водороду, дает очень незначительные отклонения от шкалы идеального газа. Об этих отклонениях можно судить по табл. 1-3.

ТАБЛИЦА 1-3

Температура, измеренная по		Температура, измеренная по	
шкале идеального газа	водородной шкале	шкале идеального газа	водородной шкале
-250	-250,37	+ 50	+ 50,001
-200	-200,020	+100	+100,000
-100	-150,008	+ 200	+199,992
-100	-100,003	+ 300	+299,977
- 50	- 50,001		
- 30	- 30,000		
0	0		

Из других газов лучше, чем водород, следует законам идеального газа гелий, со свойствами которого познакомились позднее уста-

новления водородной шкалы; таким образом, гелиевая шкала температур ближе подходит к шкале идеального газа.

Уравнение Клапейрона. Так как состояния 1 и 2 в уравнении (1-9) были взяты произвольно, то для любого состояния идеального газа можно написать

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

Очевидно, что эта постоянная величина не зависит от состояния газа, а только от его свойств; ее называют *газовой постоянной* и обозначают буквой R . Таким образом,

$$\frac{pv}{T} = R$$

или

$$pv = RT. \quad (1-15)$$

Это выражение носит название *уравнения Клапейрона*.

Умножим обе части уравнения на вес G газа. Тогда

$$pvG = GRT,$$

но

$$vG = V,$$

так что

$$pV = GRT. \quad (1-16)$$

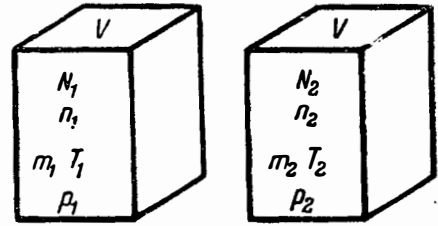
Это — другая форма уравнения Клапейрона для данного количества G газа.

Уравнение (1-15) называют *характеристическим уравнением* идеального газа, так как оно позволяет по любым двум заданным параметрам состояния вычислить неизвестный третий. Для реального газа оно имеет более сложный вид, так как учитывает силы сцепления между молекулами и объем этих последних (см. §§ 7-1, 7-2), но во всяком случае оно должно давать зависимость между параметрами p , v и T , т. е. иметь вид

$$F(p, v, T) = 0. \quad (1-17)$$

В курсах физики приводят данные опытов, произведенных над газами, приближающимися по своим физическим свойствам к идеальному газу. Опыты показывают близкое сходство с полученными зависимостями, из чего можно судить о достоверности положений кинетической теории, легших в основание выводов этих зависимостей.

Закон Авогадро. Килограмммолекула или моль. Пусть имеем два равных объема V разных идеальных газов (фиг. 1-12). Положим, что в первом объеме общее число молекул N_1 ,



Фиг. 1-12.

число молекул в единице объема n_1 , масса одной молекулы m_1 , давление p_1 ; соответственно во втором объеме: N_2 , n_2 , m_2 , p_2 .

Пусть температуры и давления газов в обоих объемах равны. Согласно основному уравнению кинетической теории газов (1-7)

$$p_1 = \frac{1}{3} n_1 m_1 \omega_1^2;$$

$$p_2 = \frac{1}{3} n_2 m_2 \omega_2^2.$$

По условию $p_1 = p_2$, так что

$$\frac{1}{3} n_1 m_1 \omega_1^2 = \frac{1}{3} n_2 m_2 \omega_2^2. \quad (п')$$

Так как газы находятся в тепловом равновесии, то средние кинетические энергии поступательного движения их молекул равны, т. е.

$$\frac{m_1 \omega_1^2}{2} = \frac{m_2 \omega_2^2}{2}.$$

Сокращая на основании этого (п') получаем:

$$n_1 = n_2, \quad (о)$$

а умножая обе части (о) на V , имеем:

$$n_1 V = n_2 V$$

или

$$N_1 = N_2.$$

Полученное равенство может быть сформулировано следующим образом:

в равных объемах разных газов, находящихся при одинаковых температуре и давлении, заключается одинаковое число молекул.

Это положение известно под названием *закона Авогадро*.

Пользуясь законом Авогадро, можно показать, что отношение весов равных объемов разных газов, находящихся при одинаковых температуре и давлении, равно отношению молекулярных весов.

Пусть имеем два равных объема разных газов. Вес газа в первом объеме:

$$G_1 = N_1 m_1 g = K \mu_1 N_1,$$

где μ_1 — молекулярный вес газа, пропорциональный массе молекулы; K — коэффициент

пропорциональности, а g — ускорение силы тяжести.

Вес газа во втором объеме:

$$G_2 = N_2 m_2 g = K \mu_2 N_2.$$

Так как по закону Авогардо $N_1 = N_2$, то отношение весов обоих газов будет равно отношению их молекулярных весов по уравнению

$$\frac{G_1}{G_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \quad (1-18)$$

Справедливым является и положение, обратное первому, а именно:

весовые количества разных газов, находящихся при одинаковых температуре и давлении и относящихся между собой как молекулярные веса, имеют одинаковые объемы.

Таким образом, если молекулярный вес водорода $\mu_{H_2} = 2$, азота $\mu_{N_2} = 28$, кислорода $\mu_{O_2} = 32$, то, взяв эти газы в количествах 2 кг водорода, 28 кг азота, 32 кг кислорода, получим при одинаковых температуре и давлении одинаковые объемы этих количеств газов. Другие количества, например 6 кг H_2 , 84 кг N_2 и 96 кг O_2 , при одинаковых температуре и давлении будут иметь также одинаковые объемы, так как и эти весовые количества пропорциональны их молекулярным весам.

Количество газа, вес которого в килограммах равен числу единиц в молекулярном весе, называется *молем* или *килограммомолекулой*. Это — удобная единица измерения количества газа, и мы будем ее часто вводить в нашу систему единиц измерения наравне с основными единицами, обозначая ее также буквой μ . Вес моля всякого газа по определению численно равен молекулярному весу μ и измеряется в *кг/моль*. Объем моля каждого газа равен μv и измеряется в *м³/моль*.

На основании положения, полученного из закона Авогадро (обратного), заключаем, что

объемы молей разных газов, взятые при одинаковых температуре и давлении, равны между собой.

Таким образом, если для различных идеальных газов

$$p = idem^1$$

и $t = idem$, то и $\mu v = idem$.

Очевидно, для любого состояния газа

$$\gamma = \frac{\mu}{\mu v} \quad (1-19')$$

и

$$v = \frac{\mu v}{\mu}. \quad (1-19)$$

Здесь, как часто и в дальнейшем, μv надо рассматривать как обозначение объема моля, поэтому не следует делать сокращений в таких выражениях, как (1-19).

Определим μv для *нормальных условий*¹. Сделаем это по газу азоту; для него $\mu_{N_2} = 28,08$ кг/моль; удельный объем при нормальных условиях $v = 0,796$ м³/кг.

Таким образом, объем одного моля, одинаковый в одних и тех же условиях для всех *идеальных* газов, при нормальных условиях составит

$$\mu v = 28,08 \cdot 0,796 = 22,4 \text{ нм}^3/\text{моль} \quad (1-20)$$

(более точно $\mu v = 22,4146$ нм³/моль).

Здесь *нм³* — условное обозначение кубического метра газа при нормальных условиях.

Формула (1-20) позволяет определить удельный объем, а следовательно, и удельный вес любого газа при *нормальных* условиях. Для этого надо знать его молекулярный вес.

При расчетах, требующих значительной точности, следует иметь в виду, что отдельные реальные газы обнаруживают отклонения от полученного значения объема моля. О величине этих отклонений можно судить по значениям удельных весов и объемов молей некоторых реальных газов (при 0°C и 760 мм), приведенных в табл. 1-4. В последнем столбце этой таблицы приведены приближенные значения γ , полученные по уравнению (1-20), как для идеального газа с точностью до третьей значущей цифры.

ТАБЛИЦА 1-4

Газ	м ³ /моль	кг/м ³	кг/м ³
O ₂	22,40	1,429	1,43
CO ₂	22,26	1,977	1,96
CO	22,40	1,250	1,25
SO ₂	21,89	2,927	2,86
CH ₄	22,37	0,7168	0,715
H ₂	22,42	0,0899	0,0894
N ₂	22,4	1,2505	1,25

¹ Под нормальными условиями разумеют такие, при которых $p = 760$ мм рт. ст. = 1,033 ат, а $t = 0^\circ\text{C} = 273^\circ\text{K}$.

В некоторых случаях бывает удобно вес тела измерять в молях. Обозначая число молей газа буквой k , получим:

$$G = \mu k$$

или

$$k = \frac{G}{\mu}. \quad (1-21')$$

Определение газовой постоянной. Уравнение Клапейрона для одного моля. Некоторые постоянные. Газовая постоянная, входящая в уравнение Клапейрона, для каждого газа может быть вычислена по параметрам любого состояния газа.

Подставляем в уравнение Клапейрона (1-15) данные для нормального состояния; получаем для газовой постоянной, отнесенной к 1 кг газа:

$$R = \frac{10\,333\,v}{273} = 37,85\,v.$$

Заменив v из уравнения (1-20), получаем более удобную формулу для определения R :

$$R = \frac{37,85 \cdot 22,4}{\mu} = \frac{848}{\mu}. \quad (1-21)$$

Единица измерения газовой постоянной $\text{кгм/кг} \cdot \text{град}$. Умножив уравнение Клапейрона на молекулярный вес μ газа, получаем:

$$p \mu v = \mu RT. \quad (1-22')$$

По (1-21) $\mu R = 848$, так что

$$p \mu v = 848\,T. \quad (1-22)$$

Здесь μv есть объем моля газа; последний при одинаковых температуре и давлении для всех газов одинаков; уравнение (1-22), дающее связь между параметрами p , T и μv , есть **уравнение Клапейрона для одного моля**. Сравнивая с (1-15), заключаем, что число 848 есть газовая постоянная, отнесенная к 1 молю. Эта величина одинакова для всех идеальных газов. Ее называют **универсальной газовой постоянной**.

Таким образом, для всех газов

$$\mu R = \text{idem.}$$

Отдельного буквенного обозначения, так же как и объема моля μv , эта величина не имеет.

Так как по закону Авогадро в одинаковых объемах разных газов при одинаковых температуре и давлении находится одинаковое число молекул, а с другой стороны, в этих условиях объемы молей газов одинаковы, заключаем, что в моле любого газа содержится одно и то же число молекул. Это число, ра-

зумеется, не зависит от условий, в которых находится газ.

Таким образом, если обозначить N число молекул в 1 моле, то для всех газов

$$N = \text{idem.}$$

Оно называется **числом Авогадро**.

Число n молекул в единице объема (концентрация) составит

$$n = \frac{N}{\mu v} = \frac{N \gamma}{\mu}. \quad (p)$$

Как видно, концентрация n газа есть величина, обратно пропорциональная удельному объему и прямо пропорциональная удельному весу газа.

Если теперь универсальную газовую постоянную разделить на N (число молекул в моле), получим газовую постоянную, отнесенную к одной молекуле. Ее обозначают k (не смешивать с числом молей, обозначаемым той же буквой), таким образом,

$$k = \frac{\mu R}{N}. \quad (r)$$

Очевидно, для всех газов

$$k = \text{idem.}$$

Эту величину называют **постоянной Больцмана**. Ею воспользуемся для установления соотношения между средней квадратичной скоростью и абсолютной температурой. Для этого в основное уравнение (1-7) подставляем (p). Это дает

$$p \mu v = \frac{2}{3} N \frac{m \omega^2}{2}.$$

Сравнивая далее это с уравнением Клапейрона для моля (1-22') и приравнивая друг другу правые части, находим, используя (r), что

$$\frac{m \omega^2}{3} = kT.$$

Ранее, вводя понятие абсолютной температуры, мы писали

$$\frac{m \omega^2}{2} = BT.$$

Следовательно, введенный тогда множитель пропорциональности B связан с постоянной Больцмана соотношением

$$B = \frac{3}{2} k. \quad (1-23)$$

Приводим значения некоторых постоянных величин.

Число Авогадро (в одной килограммолекуле)

$$N = 6,06 \cdot 10^{26} \text{ 1/моль.}$$

Универсальная газовая постоянная

$$\mu R = 848 \text{ кгм/моль град}$$

или

$$\mu R = 8,314 \cdot 10^{10} \text{ эрг/моль град.}$$

Постоянная Больцмана

$$k = 1,375 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град.}$$

Средняя кинетическая энергия одной молекулы при 0°C составляет

$$\frac{m\omega^2}{2} = 5,24 \cdot 10^{-14} \text{ эрг.}$$

Закон Дальтона. При выводе основного уравнения кинетической теории газов мы исходили из того, что в сосуде были молекулы одного и того же газа. Давление его на стенки сосуда получалось как результат ударов молекул.

Положим теперь, что в сосуде находится не однородный газ, а смесь, состоящая из нескольких идеальных газов, массы молекул которых суть m_1, m_2 и т. д. Тогда при суммировании результатов ударов отдельных газов мы получим:

$$p = \frac{2}{3} n_1 \frac{m_1 \omega_1^2}{2} + \frac{2}{3} n_2 \frac{m_2 \omega_2^2}{2} + \dots,$$

где n_1, n_2 и т. д. — концентрации молекул каждого газа в данном объеме.

Каждое слагаемое, стоящее в правой части нашего уравнения, представляет собой не что иное, как то давление, которое имел бы каждый из этих газов, если бы он один занимал весь объем при температуре смеси. Такое давление называют *парциальным давлением*; обозначим его для каждого газа p_1, p_2 и т. д.

Если в смеси n газов, а давление любого газа обозначим p_k , то

$$p = p_1 + p_2 + \dots = \sum_1^n p_k, \quad (1-24)$$

т. е.

давление газовой смеси равно сумме парциальных давлений газов, входящих в смесь.

Это положение известно под названием *закона Дальтона*. Оно позволяет заключить, что поведение молекул отдельного газа в смеси такое же, как если бы он один при температуре смеси занимал весь объем смеси. Иначе говоря,

в смеси каждый газ находится под своим парциальным давлением и при температуре смеси. При этом каждый из газов занимает весь объем смеси.

Закон распределения скоростей газовых молекул. Как было уже сказано, мо-

лекулы газа в данном состоянии обладают разными скоростями. Исходя из громадного количества молекул и столкновений между ними, обуславливающих постоянное изменение скоростей отдельных молекул, можно ожидать, что молекулы имеют значения скоростей от нуля до очень больших значений.

Вопрос о том, какое количество молекул обладает той или иной скоростью, т. е. вопрос о *распределении скоростей газовых молекул*, был разрешен Максвеллом в 1860 г. при помощи математической теории вероятностей.

Согласно этому решению скорости молекул газа распределяются по кривой фиг. 1-13, где по оси абсцисс отложены значения скорости, а по оси ординат — соответствующие этой скорости числа молекул, приходящиеся на единицу изменения скорости.

Кривая показывает, что число молекул, обладающих очень малой или очень большой скоростью, мало. В этом смысле говорят, что такие скорости маловероятны. Как видно из кривой, большинство молекул обладает средними значениями скоростей.

В математической форме эта зависимость выражается уравнением (вывод его см. в § 5-14)

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v}{\omega_0^3} e^{-\frac{v^2}{\omega_0^2}} \omega^2 d\omega,$$

где dn — число молекул, скорость которых лежит между ω и $\omega + d\omega$;

v — число молекул в единице объема, обозначаемое ранее через n ,

$$\omega_0 = f(T).$$

В отличие от принятого в этой главе, здесь ω не квадратичная скорость, а скорость отдельной молекулы. Из формулы видно, что каждой температуре газа соответствует свое распределение, подчиненное, однако, общему закону, выраженному этой формулой.

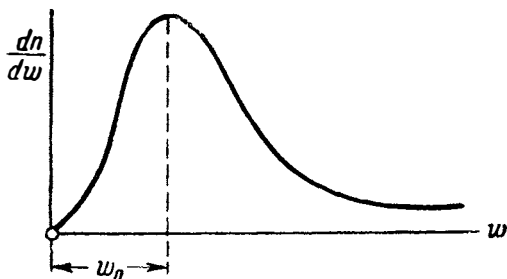
Подсчет возможности какого-либо другого распределения скоростей для данной T показывает чрезвычайно малую вероятность его, поэтому данное распределение, как его называют — *максвелловское распределение*, — есть наиболее вероятное.

В приведенной формуле $\omega_0 = f(T)$ представляет собой ту скорость, которую имеет наибольшее число молекул; ее называют *наиболее вероятной скоростью* (фиг. 1-13).

По исчислениям Максвелла:

$$\omega_0 = 0,82 \omega,$$

где ω — средняя квадратичная скорость; зависимость ω от абсолютной температуры T



Фиг. 1-13.

уже была нами рассмотрена выше (формула (1-5)).

Пример 1-11. Определить удельный объем и удельный вес углекислого газа при нормальных условиях, считая его идеальным газом.

Химическая формула углекислого газа CO_2 . Молекулярный вес:

$$\mu_{\text{CO}_2} = 1 \cdot 12 + 2 \cdot 16 = 44.$$

Имеем по (1-20):

$$v = \frac{22,4}{\mu} = \frac{22,4}{44} = 0,508 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$\gamma = \frac{\mu}{\mu v} = \frac{44}{22,4} = 1,95 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 1-12. Определить газовую постоянную для водяного пара, считая его идеальным газом.

Так как

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 1 + 16 = 18,$$

то на основании формулы (1-21), получаем:

$$R = \frac{848}{18} = 47,1 \text{ кгм/кг} \cdot \text{град}.$$

Пример 1-13. Определить удельный объем и удельный вес азота при $p = 5 \text{ ата}$ и $t = 170^\circ\text{C}$.

Из уравнения Клапейрона имеем:

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

где

$$p = 5 \cdot 10^4 = 50\,000 \text{ кг/м}^2;$$

$$T = 273 + 170 = 443^\circ \text{K};$$

$$R = \frac{848}{\mu} = \frac{848}{28 \cdot 14} \text{ кгм/кг} \cdot \text{град}.$$

так что

$$v = \frac{848 \cdot 443}{28 \cdot 50\,000} = 0,268 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$\gamma = \frac{1}{v} = 3,74 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 1-14. Для какой температуры удельный вес углекислого газа при давлении $p = 6 \text{ ати}$ имеет значение $\gamma = 4 \text{ кг м}^3$?

Для заданных условий

$$v = (6 + 1) \cdot 10^4 = 70\,000 \text{ кг/м}^2;$$

$$R_{\text{CO}_2} = \frac{848}{12 + 2 \cdot 16} = \frac{848}{44}.$$

Из уравнения Клапейрона получаем:

$$T = \frac{pv}{R} = \frac{70\,000 \cdot 44}{4 \cdot 848} = 908^\circ\text{K};$$

$$t = 908 - 273 = 635^\circ\text{C}.$$

Пример 1-15. Через трубопровод протекает $10 \text{ м}^3/\text{мин}$ кислорода при $t = 127^\circ\text{C}$ и $p = 4 \text{ ата}$. Определить весовой расход газа в минуту.

Для заданных условий имеем:

$$p = 4 \cdot 10^4 = 40\,000 \text{ кг/м}^2;$$

$$V = 10 \text{ м}^3/\text{мин};$$

$$R_{\text{O}_2} = \frac{848}{\mu_{\text{O}_2}} = \frac{848}{2 \cdot 16} = 26,5 \text{ кгм/кг} \cdot \text{град}.$$

Подставляя в уравнение Клапейрона (1-16), получаем:

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{40\,000 \cdot 10 \cdot 2 \cdot 16}{848 \cdot (273 + 127)} = 37,7 \text{ кг/мин}.$$

Пример 1-16. Через некоторое сечение трубопровода протекает $G = 5 \text{ кг/сек}$ углекислого газа при $p = 2 \text{ ата}$ и $t = 120^\circ\text{C}$. Определить секундный объемный расход газа.

По уравнению Клапейрона имеем:

$$V = \frac{GRT}{p} = \frac{5 \cdot 848 \cdot 393}{44 \cdot 20\,000} = 1,89 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Пример 1-17. Сосуд емкостью $V = 4,2 \text{ м}^3$ наполнен $G = 15 \text{ кг}$ окиси углерода. Определить давление в сосуде по манометру, если температура газа в нем $t = 27^\circ\text{C}$.

По уравнению Клапейрона для количества $G \text{ кг}$ имеем:

$$p = \frac{GRT}{V}$$

$$p = \frac{15 \cdot 848 \cdot 300}{(12 + 16) \cdot 4,2} = 32\,400 \text{ кг/м}^2 = 3,24 \text{ ата}.$$

Давление по манометру

$$p = 3,24 - 1 = 2,24 \text{ ати}.$$

Примеры 1-18. Некоторое количество углекислого газа при $p = 5 \text{ ата}$ и $t = 120^\circ\text{C}$ занимает объем $V = 3 \text{ м}^3$. Привести объем к нормальному состоянию. Так как

$$p_n = 1,0333 \text{ кг/см}^2, \quad T_n = 273^\circ\text{C},$$

то по уравнению (1-9) получаем:

$$V_n = \frac{5 \cdot 3 \cdot 273}{1,0333 \cdot 393} = 10,1 \text{ м}^3.$$

Пример 1-19. Какой объем займет один моль газа при $p = 2 \text{ ата}$ и $t = 150^\circ\text{C}$.

По уравнению Клапейрона для одного моля

$$pv = 848 \text{ J}$$

получаем:

$$\mu v = \frac{848 \text{ J}}{p} = \frac{848 \cdot (273 + 150)}{20\,000} = 18 \text{ м}^3/\text{моль}.$$

Пример 1-20. Нагреванием увеличили объем газа в 1,3 раза, причем температура увеличилась от $t_1 = 100^\circ\text{C}$ до $t_2 = 150^\circ\text{C}$. Как изменилось давление газа?

Имеем

$$V_2 = 1,3V_1; T_1 = 273 + 100 = 373^\circ\text{K};$$

$$T_2 = 273 + 150 = 423^\circ\text{K}.$$

Подставляя в уравнение (1-9), получаем:

$$p_2 = \frac{423 \cdot p_1}{373 \cdot 1,3} = 0,875 p_1;$$

$$p_2 = \frac{1}{1,15} p_1,$$

т. е. давление уменьшилось в 1,15 раза.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 1-15. Вычислить удельный объем и удельный вес кислорода O_2 , азота N_2 и метана CH_4 при нормальных условиях.

Задача 1-16. В цилиндре с поршнем, нагруженным постоянным нормальным давлением, имеется 1 кг водорода при $t_1 = 0^\circ\text{C}$. Чему будет равен объем водорода, если нагреть его на $\Delta t = 100^\circ\text{C}$.

Задача 1-17. Цилиндр двигателя заполнен сжатым воздухом с избыточным давлением $p = 0,5 \text{ кг/см}^2$. Определить давление по манометру в цилиндре, если при постоянной температуре объем газа уменьшен в два раза. Атмосферное давление по ртутному барометру $B = 770 \text{ мм}$ при $t = 25^\circ\text{C}$.

Задача 1-18. Сколько молей водяного пара составляют 500 кг его?

Задача 1-19. Смесь состоит из 2 молей азота, 1 моля кислорода и $\frac{1}{2}$ моля водяного пара. Определить вес смеси в килограммах.

Задача 1-20. Через трубопровод протекает $V = 8 \text{ м}^3/\text{мин}$ газа N_2 при $p = 2 \text{ ати}$ и $t = 40^\circ\text{C}$. Определить весовой минутный расход газа. Барометрическое давление принять равным $B = 1 \text{ ат}$.

Задача 1-21. В воздушный экономайзер котла подводится в 1 час $V = 2000 \text{ м}^3$ воздуха при температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Определить часовой объем воздуха по выходе из экономайзера, если нагрев производится до $t_2 = 300^\circ\text{C}$ и происходит при $p = \text{const}$.

Задача 1-22. При каком давлении по манометру удельный вес углекислого газа при $t = 227^\circ\text{C}$ составляет $\gamma = 4 \text{ кг/м}^3$? Атмосферное давление $B = 720 \text{ мм}$ рт. ст. (приведено к 0°C).

Задача 1-23. Во сколько раз удельный объем углекислого газа при $p_1 = 2 \text{ ати}$ и $t_1 = 100^\circ\text{C}$ больше удельного объема азота при $p_2 = 18 \text{ ати}$ и $t_2 = 140^\circ\text{C}$.

Задача 1-24. Определить вес окиси углерода в баллоне емкостью $V = 50 \text{ л}$. Показание манометра $p = 0,5 \text{ ати}$, ртутного барометра $B = 770 \text{ мм}$, температура газа $t = 120^\circ\text{C}$, температура столба ртути $t_{\text{ст}} = 25^\circ\text{C}$.

Задача 1-25. Из баллона вместимостью $V = 500 \text{ л}$, содержащего азот при давлении по манометру $p_1 = 25 \text{ ати}$ и $t_1 = 35^\circ\text{C}$, выпущена часть газа; показание манометра стало $p_2 = 1,2 \text{ ати}$, температура при этом снизилась до $t_2 = 10^\circ\text{C}$. Определить вес выпущенного газа.

Задача 1-26. В резервуар объемом 3 м^3 компрессором нагнетается углекислый газ. Начальное показание манометра $p_1 = 0,3 \text{ ат}$, конечное $p_2 = 3 \text{ ат}$. Температура поднимается от $t_1 = 45^\circ\text{C}$ до $t_2 = 70^\circ\text{C}$. Определить вес подкачанного количества углекислого газа. Барометрическое давление $B = 700 \text{ мм}$ рт. ст.

Задача 1-27. Газовый двигатель мощностью $N = 125 \text{ л. с.}$ расходует на силочас (единица работы)

550 л светильного газа при $t = 20^\circ\text{C}$ и давлении барометра 700 мм рт. ст. (приведено к 0°C). Привести объемный расход газа к нормальным условиям.

Задача 1-28. Поршневой компрессор всасывает в минуту $V_1 = 0,2 \text{ м}^3$ некоторого газа при $t = 17^\circ\text{C}$ и барометрическом давлении, приведенном к 0°C , $B = 750 \text{ мм}$ рт. ст. и нагнетает его в резервуар, объем которого $v_2 = 9,5 \text{ м}^3$. Во сколько минут компрессор накачает газ в резервуар, если давление его в резервуаре должно быть $p_2 = 7 \text{ ати}$, температура $t_2 = 50^\circ\text{C}$; при этом перед накачиванием показания приборов было: $p_1 = 0,5 \text{ ати}$, $t_1 = 17^\circ\text{C}$.

Задача 1-29. При какой температуре моль газа занимает объем $\mu v = 2 \text{ м}^3$, если давление $p = 9 \text{ ати}$?

Задача 1-30. Определить подъемную силу шара, наполненного водородом, если емкость его $V = 2 \text{ м}^3$; снаружи барометрическое давление $B = 750 \text{ мм}$ рт. ст., а внутри баллона $p_{\text{изб}} = 250 \text{ мм}$ рт. ст. Температура водорода в баллоне и окружающего воздуха $t = 15^\circ\text{C}$.

1-4. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ГОРЕНИИ

При изучении теплотехнических дисциплин приходится в основном иметь дело с двумя видами рабочих тел. К первому из них относятся продукты сгорания; они представляют собой *смесь газов*, получившихся в результате горения топлива. Как известно, горение — это химический процесс соединения горючих элементов топлива с кислородом. С этим процессом в теплотехнике мы встречаемся при изучении двигателей внутреннего сгорания и паровых котлов. В двигателях внутреннего сгорания получающееся рабочее тело — газовая смесь — при расширении совершает работу, в результате которой приходит во вращательное движение вал двигателя, и его энергия в дальнейшем используется для тех или иных целей. В паровых котлах газовая смесь движется вдоль поверхности нагрева котла и отдает тепло воде, находящейся внутри котла. В результате получается *водяной пар*, относящийся ко второму виду упомянутых ранее тел. Водяной пар служит рабочим телом в паровых двигателях, где работа расширения пара идет на получение вращательного движения вала машины. Так же, как и газовую смесь, водяной пар используют для нагревательных целей.

В изучаемых в теплотехнике состояниях газовая смесь почти всегда состоит из газов (составляющие смесь газы мы будем называть *компонентами*), далеко удаленных от состояния сжижения, а потому как отдельные компоненты, так и всю газовую смесь мы будем рассматривать как *идеальный газ*.

Водяной же пар как рабочее тело в паровых двигателях и теплообменных аппаратах находится в состояниях, близких к состоянию

жидкости, и его в описанных случаях рассматривают как *реальный газ*.

В этом параграфе мы рассмотрим получение газовой смеси в результате сгорания топлива.

Состав продуктов сгорания топлив бывает самый разнообразный. Он зависит как от состава топлива, так и от условий, при которых сгорание происходит.

Топливо характеризуется своим *элементарным составом*, который показывает, какие элементы и в каком количестве входят в топливо.

Горение каждого вида топлива имеет свои особенности. Здесь мы остановимся на простом случае горения топлива, состоящего только из углерода, водорода и кислорода.

Когда говорят об условиях, при которых происходит горение, то имеют в виду прежде всего количество воздуха, подводимого для горения. Так, иногда топливо заставляют сгорать при недостаточном количестве воздуха (в газогенераторе). В этом случае в состав продуктов сгорания топлива входят в значительном количестве водород, окись углерода и другие продукты *неполного* горения. Такие газовые смеси способны к дальнейшему соединению с кислородом (сгоранию) и при этом выделяют тепло, а поэтому их используют как горючие газы; часто их употребляют в качестве топлива в двигателях внутреннего сгорания.

Итак, пусть рассматриваемое нами топливо состоит из углерода С, водорода Н, кислорода О. Этими же буквами будем обозначать весовые доли перечисленных элементов в топливе. Если рассматривать 1 кг топлива, то эти же буквы измеряют в килограммах веса входящих С, Н и О, т. е.

$$C \text{ кг С} + H \text{ кг Н} + O \text{ кг О} = 1 \text{ кг.}$$

Состав однородного топлива можно задать его химической формулой, а если это смесь разных веществ, то весовыми процентными долями каждого компонента. В этих случаях легко вычислить элементарный состав топлива. Пусть, например, задано топливо, химическая формула которого $C_m H_n O_r$, где m , n , и r — соответственно числа атомов С, Н и О, образующих одну молекулу заданного топлива.

Молекулярный вес заданного топлива составляет

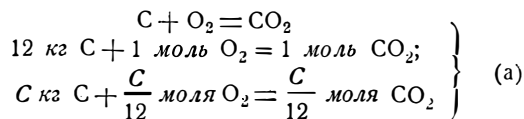
$$\mu = 12m + n + 16r.$$

Следовательно, элементарный химический состав топлива таков:

$$\left. \begin{aligned} C &= \frac{12m}{12m + n + 16r}; \\ H &= \frac{n}{12m + n + 16r}; \\ O &= \frac{16r}{12m + n + 16r}. \end{aligned} \right\} \quad (1-25)$$

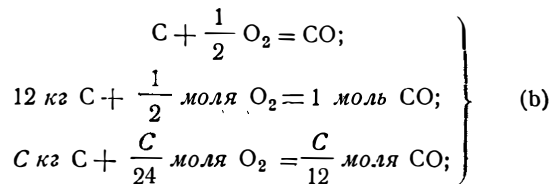
Для вычисления количества продуктов сгорания (в молях), получающихся при сгорании 1 кг топлива, и воздуха, необходимого для такого сгорания, исходными будут следующие уравнения горения и количественные соотношения, вытекающие из них:

а) для углерода при *полном горении*:

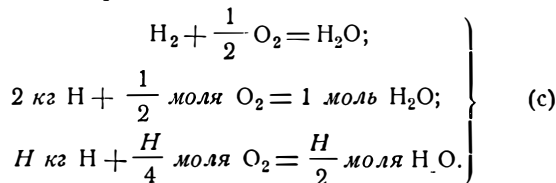


(здесь 12 — атомный вес углерода С);

б) для углерода при *неполном горении*.



в) для водорода:



Расчет горения можно вести исходя из того, что воздуха подают в точности столько, сколько необходимо для полного сгорания С и Н. Такое количество воздуха называют *теоретически необходимым количеством* и вес его обозначают L_c . Однако, добиться полного горения при теоретическом количестве воздуха невозможно, так как трудно обеспечить такое перемешивание воздуха и топлива, чтобы произошло нужное при этом химическое соединение соответствующих молекул кислорода и горючих. Обычно поэтому для обеспечения полного горения подают воздух с некоторым избытком, против теоретически необходимого; это действительное количество воздуха обозначают L_d и в этом случае

$$\frac{L_d}{L_c} = \alpha, \quad (1-26)$$

где буквой α обозначают *коэффициент избытка воздуха*.

Рассмотрим количественные соотношения при горении 1 кг топлива состава

$$C \text{ кг С} + H \text{ кг Н} + O \text{ кг О} = 1 \text{ кг}$$

сначала для случая $\alpha \geq 1$.

Количество потребного кислорода на 1 кг топлива, очевидно, будет равно сумме вторых членов левой части уравнений (а) и (с) за вычетом кислорода, уже имеющегося в топливе (т. е. $\frac{O}{32}$ молей), умноженной на коэффициент α .

Количество продуктов сгорания, не считая азота, вводимого с воздухом, измеряется суммой членов, стоящих в правой части тех же уравнений: к этой сумме нужно только прибавить свободный кислород, т. е. тот,

который подан, как избыточный; количество воздуха, с которым подается свободный кислород, очевидно, составляет

$$L_{\partial} - L_0 = (\alpha - 1) L_0.$$

Итак, уравнение сгорания можно представить в таком виде:

$$\begin{aligned} Cx \text{ кг } C + H \text{ кг } H + O \text{ кг } O + \alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right) \text{ молей } O_2 = \\ = \frac{C}{12} \text{ молей } CO_2 + \frac{H}{2} \text{ молей } H_2O + \\ + (\alpha - 1) \cdot \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right) \text{ молей } O_2. \end{aligned} \quad (1-27)$$

В левой части уравнения (1-27) стоят исходные продукты реакции горения: 1 кг топлива обусловленного состава и потребный для горения кислород, который подается с воздухом из атмосферы. 1 моль атмосферного воздуха состоит из 0,21 моля O_2 и 0,79 молей N_2 . Таким образом, количество потребного воздуха в молях на 1 кг топлива можно определить по формуле:

$$L_{\partial} = \frac{\alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right)}{0,21} \text{ моль/кг.} \quad (1-28)$$

При $\alpha = 1$ эта формула дает теоретически необходимое количество L_0 воздуха, потребного для горения. Количество продуктов сгорания дано правой частью уравнения (1-27); надо только иметь в виду, что кислород для горения доставляется воздухом, в состав которого входит и азот; количество азота в продуктах сгорания можно определить по количеству участвующего воздуха; имея в виду состав воздуха, определяем:

$$k_{N_2} = 0,79 L_{\partial} \text{ моль/кг.} \quad (1-29)$$

Итак, на основании уравнений (1-27) и (1-29) при $x \geq 1$ состав продуктов сгорания будет такой:

$$\begin{aligned} k_{CO_2} &= \frac{C}{12} \text{ моль/кг,} \\ k_{H_2O} &= \frac{H}{2} \text{ моль/кг;} \\ k_{O_2} &= (\alpha - 1) \cdot \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right) \text{ моль/кг;} \\ k_{N_2} &= 0,79 L_{\partial} = \frac{0,79}{0,21} \alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right) \text{ моль/кг.} \end{aligned} \quad (1-30)$$

Часто нужно знать изменение числа молей, происшедшее в процессе горения; это количество можно определить, как разность числа молей до и после горения при $\alpha = 1$ (азот и избыточный воздух не влияют на изменение числа молей).

Число молей после горения, очевидно, составит

$$\left(\frac{C}{12} + \frac{H}{2} \right) \text{ моль/кг;} \quad (d)$$

число молей до горения

$$\left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} + \frac{1}{12m+n+16r} \right) \text{ моль/кг.} \quad (e)$$

Здесь последний член — число молей в 1 кг топлива, имеющего химическую формулу $C_m H_n O_r$.

Отсюда находим изменение числа молей Δk как разность (d) и (e):

$$\Delta k = \left(\frac{H}{4} + \frac{O}{32} - \frac{1}{12m+n+16r} \right) \text{ моль/кг.} \quad (1-31)$$

Как видно отсюда, Δk не зависит от количества углерода в топливе.

Из закона Авогадро вытекает, что объемы молей разных газов в одинаковых условиях давления и температуры одинаковы; поэтому уравнениями (d) и (e) можно воспользоваться и для подсчета изменения объема тел в реакции горения, если конечные продукты приведены к начальным условиям. Закон Авогадро здесь может быть применен потому, что объемом жидких и твердых тел в сравнении с объемом газов по малости пренебрегают и уравнения (d) и (e) относят только к газообразным телам. Отсюда вытекает, что в случае горения жидкого топлива последний член в уравнении (e) следует отбросить; равным образом, надо отбросить и последний член $\frac{H}{2}$ в уравнении (d), если в продуктах горения H_2O будет в жидком виде, и, таким образом, формула (1-31) приобретает вид:

$$\Delta k = \left(\frac{O}{32} - \frac{H}{4} \right) \text{ моль/кг.} \quad (1-31')$$

Учитывая сказанное, изменение объема в реакции можно получить умножением величины Δk на объем моля при давлении и температуре, которые имеют место до и после реакции.

Рассмотрим теперь горение при $\alpha < 1$. В этом случае кислорода не хватает для полного горения, и считают, что процесс идет так: водород в силу своего большего химического сродства с кислородом полностью вступает в реакцию; остающийся кислород вступает в реакцию с углеродом; при этом оказывается, что только часть Cx кг углерода сгорает в CO_2 , остальная $C(1-x)$ — в CO . Таким образом, горение Cx кг C идет по уравнению (a), а горение $C(1-x)$ кг C — по уравнению (b).

Исходя из прежних рассуждений, мы получим такое уравнение горения:

$$\begin{aligned} (Cx \text{ кг } C + H \text{ кг } H + O \text{ кг } O) + \alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right) \text{ молей } O_2 = \\ = \frac{Cx}{12} \text{ молей } CO_2 + \frac{C}{12} (1-x) \text{ молей } CO + \\ + \frac{H}{2} \text{ молей } H_2O. \end{aligned} \quad (1-32)$$

Количества подведенного для горения воздуха, азота в продуктах сгорания и водяного пара определяются по ранее установленным формулам (1-28), (1-29), (1-30).

Остальные продукты сгорания составляют:

$$\left. \begin{aligned} k_{CO_2} &= \frac{Cx}{12} \text{ моль/кг;} \\ k_{CO} &= \frac{C(1-x)}{12} \text{ моль/кг.} \end{aligned} \right\} \quad (1-33)$$

Неизвестный член x можно вычислить по уравнению потребного для горения количества кислорода:

$$\frac{Cx}{12} + \frac{C(1-x)}{24} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} = \alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right). \quad (f)$$

В этом уравнении слева — количества кислорода, определенные по уравнениям (а), (b) и (с), исходя из того, что углерод частично сгорает в CO_2 и частично в CO . Справа — то же количество кислорода по теоретически необходимому количеству с учетом α . Решение уравнения дает:

$$x = 2\alpha - 1 - 6 \frac{H}{C} (1-\alpha) + \frac{3}{4} \frac{O}{C} (1-\alpha). \quad (1-34)$$

Изменение числа молей в этом случае составит:

$$\Delta k = \frac{Cx}{12} + \frac{C}{12} (1-x) + \frac{H}{2} - \left[\alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right) + \frac{1}{12m+n+16r} \right] + \left[\frac{C}{12} (1-\alpha) + \frac{H}{4} (2-\alpha) + \frac{O}{32} \alpha - \frac{1}{12m+n+16r} \right] \text{ моль/кг.} \quad (1-35)$$

Если кислорода в воздухе хватает только на образование H_2O и CO , то CO_2 не войдет в продукты сгорания.

Для каждого топлива можно определить то значение α (его называют *критическим* и обозначают $\alpha_{кр}$), при котором CO_2 в продуктах сгорания не будет. Для этого в уравнении (f) надо положить $x=0$.

Решая получаемое уравнение относительно α , получаем:

$$\alpha_{кр} = \frac{C + 6H - \frac{3}{4}O}{2C + 6H - \frac{3}{4}O}. \quad (1-36)$$

Все количества мы получили в молях на 1 кг сгоревшего топлива. Часто требуется знать значения их в килограммах на 1 кг топлива. Для этого нужно количество продуктов сгорания в молях умножить на соответствующие значения молей (для воздуха $\mu_{возд} = 28,9$ кг/моль, см. пример 1-27).

В табл. (1-5) дана сводка выведенных формул.

Пример 1-21. Химическая формула бутана C_4H_{10} . Определить элементарный химический состав бутана. 1 моль бутана имеет

$$12 \cdot 4 + 1 \cdot 10 = 58 \text{ кг.}$$

Отсюда элементарный химический состав бутана в % составляет

$$C = \frac{12 \cdot 4 \cdot 100}{58} = 82,7\%, \quad H = \frac{10 \cdot 100}{58} = 17,3\%.$$

Пример 1-22. Найти число молей компонентов в продуктах горения бутана при $\alpha=1,2$ (см. предыдущий пример).

По формулам табл. 1-5 имеем:

$$k_{\text{CO}_2} = \frac{C}{12} = \frac{0,827}{12} = 0,069 \text{ моль/кг;}$$

ТАБЛИЦА 1-5

Искомая величина, моль/кг	α		μ кг/моль
	≥ 1	< 1	
L_{θ}	$\alpha \frac{\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32}}{0,21}$		28,9
k_{CO_2}	$\frac{C}{12}$	$\frac{C}{12} x$	44
$k_{\text{H}_2\text{O}}$	$\frac{H}{2}$	$\frac{H}{2}$	18
k_{CO}	—	$\frac{C}{12} (1-x)$	28
k_{O_2}	$(\alpha-1) \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32} \right)$	—	32
k_{N_2}	0,79 L_{θ}		28
Δk	$\frac{H}{4} + \frac{O}{32} - \frac{1}{12m+n+16r}$	$\frac{C}{12} (1-\alpha) + \frac{H}{4} (2-\alpha) + \frac{O}{32} - \frac{1}{12m+n+16r}$	—

$$k_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{H}{2} = \frac{0,173}{2} = 0,0865 \text{ моль/кг;}$$

$$k_{\text{O}_2} = (\alpha-1) \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} \right) = 0,2 (0,069 + 0,043) = 0,0224 \text{ моль/кг;}$$

$$k_{\text{N}_2} = 0,79 \alpha \frac{\frac{C}{12} + \frac{H}{4}}{0,21} = 0,79 \cdot 1,2 \frac{0,069 + 0,043}{0,21} = 0,508 \text{ моль/кг.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 1-31. Найти элементарный химический состав бензола, химическая формула которого C_6H_6 .

Задача 1-32. Найти элементарный химический состав этилового спирта $\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$.

Задача 1-33. Найти число молей компонентов в процентах при горении топлива следующего элементарного химического состава:

$$C = 0,85; H = 0,15$$

при $\alpha = 1,1$ и $\alpha = 0,9$.

Задача 1-34. Найти число молей компонентов в продуктах горения толуола C_7H_8 при $\alpha = 0,95$. Найти $\alpha_{кр}$.

1-5. ГАЗОВЫЕ СМЕСИ

Производство расчетов с газовыми смесями требует определения для смесей тех характеристик, которые для отдельного газа рассмотрены нами ранее. К их числу относятся удельный вес (объем) смеси, молекулярный вес, газовая постоянная. Для вычисления их в отношении газовой смеси предварительно надо научиться определять ее состав.

Состав газовой смеси. Наиболее употребительным является определение состава газа по *весу и объему*. Знание весов G_1, G_2, \dots, G_n или объемов V_1, V_2, \dots, V_n компонентов определяет *абсолютный состав* газа. Если заданы (или получены расчетом) числа молей компонентов, то это также определяет абсолютный состав газа.

Число молей смеси определяют как сумму чисел молей компонентов, т. е. если k — число молей смеси, то

$$k = k_1 + k_2 + \dots + k_n = \sum_1^n k_k \quad (1-37)$$

Иметь дело с абсолютными значениями не всегда удобно. Предпочитают оперировать с относительными значениями; при этом получают *относительный весовой* или *относительный объемный* состав газовой смеси.

Задание газовой смеси относительным весовым составом не требует особых пояснений. Если смесь состоит из n газов, веса которых G_1, G_2, \dots, G_k и т. д., то весовая доля g_k — любого, k -того газа представит собой отношение

$$g_k = \frac{G_k}{G_1 + G_2 + \dots}$$

или

$$g_k = \frac{G_k}{G}, \quad (1-38)$$

где G — вес смеси, причем

$$G = \sum_1^n G_k. \quad (1-39)$$

Если вычислить в отдельности g_1, g_2 и т. д. и сложить их, то легко можно убедиться в том, что

$$\sum_1^n g_k = 1. \quad (1-40)$$

Это и есть *относительный весовой состав* газа. Если каждую долю умножить на 100, получим *процентный весовой состав* газа.

Способ задания газа по объемному составу нуждается в специальном рассмотрении. Дело в том, что в одном и том же объеме могут быть заключены разные весовые количества газов; поэтому при вычислении объемной доли каждого компонента делением объема его на объем смеси (а так мы поступали при нахождении весовой доли) надо объем каждого компонента относить к давлению p и температуре T смеси. Такой объем компонента называют *приведенным объемом*.

Итак, по определению объемная доля r_k k -того компонента составляет

$$r_k = \frac{V_k}{V}, \quad (1-41)$$

где каждое V_k взято при одних и тех же условиях, т. е. при давлении p и температуре T смеси, при которых находится и объем V смеси.

Выясним, что представляет собой знаменатель дроби (1-41).

Из закона Дальтона следует, что любой (k -тый) газ в смеси занимает при температуре T смеси объем V смеси и находится под своим парциальным давлением p_k . Отсюда объем V_k каждого компонента при давлении p и температуре T смеси, т. е. *приведенный* объем компонента, связан с объемом V смеси законом Бойля-Мариотта, так как температуры в обоих случаях равны. Получаем:

$$p_k V = V_k p. \quad (1-42)$$

Такое уравнение можно написать для каждого компонента. Почленное сложение этих уравнений дает

$$\sum_1^n p_k V = \sum_1^n V_k p.$$

Объем V в левой части и давление p в правой можно взять за знаки суммы:

$$V \sum_1^n p_k = p \sum_1^n V_k.$$

Воспользовавшись далее уравнением (1-24), после сокращения получаем:

$$V = \sum_1^n V_k, \quad (1-43)$$

т. е. *объем смеси равен сумме приведенных объемов компонентов.*

Если вычислить в отдельности r_1, r_2 и т. д. и сложить их, то можно легко убедиться в том, что

$$\sum_1^n r_k = 1. \quad (1-44)$$

Это и есть *относительный объемный состав* газа.

Если абсолютный состав газа задан (или получен при расчете количеств продуктов сгорания) числом молей каждого компонента, легко, определив веса, найти относительный весовой состав. Однако, можно найти и *относительный молярный состав*, где под молярной долей понимают отношение $\frac{k_k}{k}$. Здесь по (1-37)

$$k = \sum_1^n k_k.$$

Легко показать, что численно молярные и объемные доли равны между собой. Действительно,

$$r_k = \frac{V_k}{V} = \frac{k_k \mu_k \nu_k}{\sum k_k \mu_k \nu_k}. \quad (1-45)$$

Здесь $\mu_k \nu_k$ — объем моля k -того компонента. Так как объемы молей в одних и тех же условиях равны (а именно в таких условиях взяты объемы в числителе и знаменателе), то

$$\mu_k \nu_k = \mu_1 \nu_1 = \mu_2 \nu_2 = \dots$$

Следовательно, в знаменателе произведения $\mu_k \nu_k$ можно вынести за знак суммы; после сокращения получаем:

$$r_k = \frac{k_k}{\sum_1^n k_k} = \frac{k_k}{k}. \quad (1-46)$$

В правой части дробь — не что иное, как молярная доля, отсюда и заключаем, что *молярные доли численно равны объемным долям* (для одной и той же газовой смеси).

Итак, g_1, g_2, \dots и r_1, r_2, \dots — отвлеченные числа, характеризующие долю каждого газа в смеси.

Если взять 1 кг газа, относительный весовой состав которого g_1, g_2, \dots , или 1 м³ газа, относительный объемный состав которого r_1, r_2, \dots , то весовое количество каждого газа, входящего в первую смесь, соответственно составит g_1 кг, g_2 кг, ..., для 1 м³ смеси аналогично объемное количество каждого газа составит r_1 м³, r_2 м³, ..., т. е. для таких количеств газа (1 кг или 1 м³) численно

$$\left. \begin{aligned} g_k &= G_k \\ r_k &= V_k \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Переход от задания по весовому составу к объемному и обратно. Пусть имеем для простоты 1 кг смеси относительного весового состава g_1, g_2, \dots и надо определить относительный объемный состав этой смеси.

Положим, что удельные веса входящих в смесь газов при условиях (параметрах) смеси составляют $\gamma_1, \gamma_2, \dots$

Отсюда, имея в виду, что для данного случая $g_k = G_k$, по определению относительного объемного состава получим:

$$r_k = \frac{V_k}{V} = \frac{\frac{g_k}{\gamma_k}}{\sum_1^n \frac{g_k}{\gamma_k}}.$$

На основании (1-19') можно заменить

$$\gamma_k = \frac{\mu_k}{\mu_k \nu_k}.$$

Получаем:

$$r_k = \frac{\frac{g_k}{\mu_k} \mu_k \nu_k}{\sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k} \mu_k \nu_k}.$$

Так как

$$\mu_k \nu_k = \text{idem},$$

выносим это произведение за знак Σ и получим после сокращения:

$$r_k = \frac{\frac{g_k}{\mu_k}}{\sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k}}. \quad (1-47)$$

При переходе от объемного состава к весовому следует поступать так: пусть смесь, положим 1 м³, задана относительным объемным составом r_1, r_2, \dots, r_n . Если удельные веса входящих в смесь газов при условиях смеси суть $\gamma_1, \gamma_2, \dots$, то, имея в виду, что для данного случая $r_k = V_k$, по определению относительного весового состава получим:

$$g_k = \frac{G_k}{G} = \frac{r_k \gamma_k}{\sum_1^n r_k \gamma_k}.$$

Подставив сюда вместо удельных весов их значения по (1-19'), получаем:

$$g_k = \frac{\frac{r_k \mu_k}{\mu_k \nu_k}}{\sum_1^n \frac{r_k \mu_k}{\mu_k \nu_k}};$$

так как

$$\nu_k v_k = \text{idem},$$

выносим это произведение за знак Σ и, сократив, получим:

$$g_k = \frac{r_k \nu_k}{\sum_1^n r_k \nu_k}. \quad (1-48)$$

Вычисление удельного веса и удельного объема смеси. Пусть задан для простоты 1 кг смеси состава g_1, g_2, \dots, g_n ; удельные веса входящих в смесь газов при параметрах смеси пусть будут $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_n$. Тогда объем смеси (в этом случае ее *удельный объем*) будет равен по доказанному ранее (1-43) суммарному объему всех газов, входящих в смесь, взятых при параметрах смеси, т. е.

$$\begin{aligned} v_{см} &= \sum_1^n v_k; \\ v_{см} &= \sum_1^n \frac{g_k}{\gamma_k}. \end{aligned} \quad (1-49)$$

Удельный вес $\gamma_{см}$ можно вычислить по уравнению (1-6):

$$\gamma_{см} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_k}{\gamma_k}}. \quad (1-50)$$

Если задан 1 м³ смеси состава r_1, r_2, \dots, r_n , а удельные веса входящих в смесь газов при параметрах смеси суть $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_n$, то вес смеси (в этом случае ее *удельный вес*) будет равен суммарному весу газов, входящих в смесь, т. е.

$$\begin{aligned} \gamma_{см} &= r_1 \gamma_1 + r_2 \gamma_2 + \dots; \\ \gamma_{см} &= \sum_1^n r_k \gamma_k. \end{aligned} \quad (1-51)$$

Удельный объем смеси в этом случае можно найти по зависимости (1-6):

$$v_{см} = \frac{1}{\sum_1^n r_k \gamma_k}. \quad (1-52)$$

Необходимо иметь в виду, что в формулах (1-49) и (1-51) $\gamma_{см}$ и $v_{см}$, так же как и $\gamma_1, \gamma_2, \dots$, относятся к тем параметрам, при которых находится заданная газовая смесь.

Таким образом, если смесь задана ее относительным весовым составом, то для вычисления удельного веса и удельного объема смеси следует найти ее удельный объем по формуле (1-49) и затем удельный вес, пользуясь зависимостью (1-6).

Если смесь задана ее относительным объемным составом, то для вычисления удельного веса и удельного объема смеси следует найти ее удельный вес по формуле (1-51) и затем удельный объем по зависимости (1-6).

Удельные веса $\gamma_1, \gamma_2, \dots, \gamma_n$, а также удельные объемы v_1, v_2 и т. д. каждого отдельного газа определяют по (1-15) или, если речь идет о нормальных условиях, по (1-20).

Вычисление среднего (кажущегося) молекулярного веса смеси. Пользуясь понятием числа молей смеси (1-37), можно ввести условную величину — средний (кажущийся) молекулярный вес смеси $\mu_{см}$. Его численное значение должно быть таким, чтобы произведение его на число молей смеси давало вес всей смеси, т. е. должно быть

$$G = k \mu_{см},$$

где G и k — соответственно вес и число молей смеси. Отсюда

$$\mu_{см} = \frac{G}{k} = \frac{\sum_1^n G_k}{\sum_1^n k_k}. \quad (b)$$

Единица измерения $\mu_{см}$ — та же, что и μ — кг/моль.

Эта величина носит условный характер по следующим соображениям. По отношению к отдельному газу молекулярный вес есть отвлеченное число, характеризующее массу действительно существующей в природе молекулы. Так как газовая смесь есть собрание разнородных молекул, то по отношению к такой смеси понятие о молекулярном весе может быть применено в том смысле, что эта смесь заменена собранием фиктивных однородных «средних» молекул, которые по числу и суммарному весу заменяют действительную смесь. Эта величина введена для удобства расчетов.

Если вычислен средний молекулярный вес смеси, то все расчеты можно вести так, как будто имеют дело с однородной газовой смесью.

Покажем, как надо вычислять молекулярный вес смеси $\mu_{см}$ по относительному весовому и относительному объемному ее составу. Пусть для простоты задана смесь в количестве 1 кг состава g_1, g_2, \dots, g_n . По формуле (b)

$$\mu_{см} = \frac{1}{k} = \frac{1}{\sum_1^n k_k} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k}}. \quad (1-53)$$

Здесь знаменатель получен на основании зависимости (1-37) и (1-21').

Если 1 м³ смеси задан объемным составом r_1, r_2, \dots, r_n , то вес этой смеси, в данном случае ее удельный вес, по формуле (1-51) составляет:

$$\gamma_{см} = \sum_1^n r_k \gamma_k$$

Каждое γ можно заменить по зависимости (1-19'); наше уравнение принимает вид:

$$\frac{\mu_{см}}{\mu_{см} \nu_{см}} = \sum_1^n r_k \frac{\mu_k}{\mu_k \nu_k}$$

Так как в правой части

$$\mu_k \nu_k = \text{idem},$$

то это произведение можно вынести за знак суммы и сократить на него обе части уравнения. Зависимость примет окончательный вид:

$$\mu_{см} = \sum_1^n r_k \mu_k \quad (1-54)$$

Вычисление газовой постоянной. Если известно значение $\mu_{см}$, то газовую постоянную можно вычислить по уравнению (1-21), где $\mu = \mu_{см}$; таким образом,

$$R_{см} = \frac{848}{\mu_{см}} \quad (1-55)$$

Если вместо $\mu_{см}$ подставить его значение по формуле (1-53), получим зависимость, по которой $R_{см}$ можно вычислить непосредственно по относительному *весовому* составу:

$$R_{см} = 848 \sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k} \quad (1-56)$$

Если ввести 848 под знак суммы, получим, пользуясь уравнением (1-21), часто применяемое выражение для $R_{см}$, менее удобное в расчетах:

$$R_{см} = \sum_1^n \frac{848 g_k}{\mu_k};$$

$$R_{см} = \sum_1^n R_k g_k \quad (1-57)$$

С другой стороны, в уравнение (1-55) вместо $\mu_{см}$ можно подставить его значение (1-54), выраженное в объемных долях; при этом получаем зависимость, по которой $R_{см}$

можно вычислить непосредственно по относительному *объемному* составу:

$$R_{см} = \frac{848}{\sum_1^n \mu_k r_k} \quad (1-58)$$

Пользуясь уравнением (1-21), получаем другое часто применяемое выражение для $R_{см}$:

$$R_{см} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{r_k}{R_k}} \quad (1-59)$$

Вычисление парциальных давлений.

По относительному весовому составу парциальное давление каждого из компонентов определяется следующим образом. Если имеется газовая смесь в количестве 1 кг = $g_1 + g_2 + \dots + g_n$, то уравнение Клапейрона для любого k -того компонента будет

$$p_k \nu = g_k R_k T,$$

а для всей смеси

$$p \nu = R_{см} T.$$

Разделив почленно первое уравнение на второе, получаем формулу для вычисления парциального давления k -того компонента:

$$p_k = g_k p \frac{R_k}{R_{см}} \quad (1-60)$$

Для вычисления парциального давления по объемному составу воспользуемся уравнением (1-42) этого параграфа, Из него получаем:

$$p_k = \frac{V_k}{V} p.$$

По определению дробь в правой части представляет собой объемную долю; таким образом,

$$p_k = p r_k \quad (1-61)$$

Из формулы (1-61) заключаем, что парциальное давление каждого газа пропорционально его объемной доле.

В табл. 1-6 дана сводка расчетных формул для газовых смесей.

Пример 1-23. Определить кажущийся молекулярный вес и газовую постоянную смеси, состоящей из 5 кг O₂, 3 кг N₂ и 2 кг CO₂.

Относительный весовой состав данной смеси составляет:

$$g_{O_2} = \frac{5}{5+3+2} = 0,5;$$

$$g_{N_2} = \frac{3}{5+3+2} = 0,3;$$

$$g_{CO_2} = \frac{2}{5+3+2} = 0,2.$$

ТАБЛИЦА 1-6
Сводка формул к § 1-5

Задание состава смеси	Переход от одного состава к другому	Удельный вес и удельный объем смеси	Средний молекулярный вес смеси	Газовая постоянная смеси	Парциальное давление
По весовым долям	$r_k = \frac{g_k}{\mu_k} \cdot \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k}}$	$v_{см} = \frac{\sum_1^n \frac{g_k}{\gamma_k}}{\sum_1^n \frac{g_k}{\gamma_k}}$ $\gamma_{см} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_k}{\gamma_k}}$	$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k}}$	$R_{см} = \sum_1^n g_k R_k$	$p_k = g_k p \frac{R_k}{R_{см}}$
По объемным долям	$g_k = \frac{r_k \mu_k}{\sum_1^n r_k \mu_k}$	$\gamma_{см} = \sum_1^n r_k \mu_k$ $v_{см} = \frac{1}{\sum_1^n r_k \gamma_k}$	$\mu_{см} = \sum_1^n r_k \mu_k$	$R_{см} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{r_k}{R_k}}$	$p_k = r_k p$

Отсюда

$$\mu_{см} = \frac{1}{\frac{g_{O_2}}{\mu_{O_2}} + \frac{g_{N_2}}{\mu_{N_2}} + \frac{g_{CO_2}}{\mu_{CO_2}}}$$

Подставляя сюда

$$\mu_{O_2} = 32, \mu_{N_2} = 2 \cdot 14 = 28, \mu_{CO_2} = 12 + 2 \cdot 16 = 44,$$

получаем:

$$\mu_{см} = \frac{1}{\frac{0,5}{32} + \frac{0,3}{28} + \frac{0,2}{44}} = 33,3.$$

Газовая постоянная определится по формуле (1-21):

$$R_{см} = \frac{848}{\mu_{см}} = \frac{848}{33,3} = 25,4 \text{ кгм/кг} \cdot \text{град.}$$

Пример 1-24. Для газовой смеси, состав которой по объему:

$$CO_2 = 12\%; O_2 = 6\%; N_2 = 75\%; H_2O = 7\%,$$

определить газовую постоянную и парциальные давления составляющих газов, если давление газовой смеси

$$p = 740 \text{ мм рт. ст.}$$

Для данной смеси

$$\mu_{см} = \sum_1^n \mu_k r_k = 44 \cdot 0,12 + 32 \cdot 0,06 + 28 \cdot 0,75 + 18 \cdot 0,07 = 29,45,$$

так что по формуле (1-21)

$$R_{см} = \frac{848}{\mu_{см}} = \frac{848}{29,45} = 28,8 \text{ кгм/кг} \cdot \text{град.}$$

Парциальные давления

$$p_{CO_2} = 740 \cdot 0,12 = 88,7 \text{ мм рт. ст.; } p_{H_2O}$$

$$p_{O_2} = 740 \cdot 0,06 = 44,5 \text{ мм рт. ст. и т. д. } p_{N_2}$$

Пример 1-25. Смесь газа состоит из 3 молей водорода и 2 молей азота. Определить относительный объемный состав смеси.

$$r_{H_2} = \frac{k_{H_2}}{k_{H_2} + k_{N_2}} = \frac{2}{2 + 3} = 0,4;$$

$$r_{N_2} = \frac{k_{N_2}}{k_{H_2} + k_{N_2}} = \frac{3}{2 + 3} = 0,6.$$

Вместе с тем это будет и молярный состав смеси.

Пример 1-26. При сгорании 1 кг каменного угля получается 16 кг дымовых газов следующего состава по весу: CO₂ = 16%; O₂ = 5%; CO = 1%; остальное — азот. Определить вес каждого газа при сгорании 0,5 т каменного угля.

$$G_{CO_2} = 0,5 \cdot 1000 \cdot 16,0 \cdot 0,16 = 1280 \text{ кг}$$

$$G_{O_2} = 0,5 \cdot 1000 \cdot 16,0 \cdot 0,05 = 400 \text{ „}$$

$$G_{CO} = 0,5 \cdot 1000 \cdot 16,0 \cdot 0,01 = 80 \text{ „}$$

$$G_{N_2} = 0,5 \cdot 1000 \cdot 16,0 \cdot 0,78 = 6240 \text{ „}$$

Пример 1-27. Определить удельный вес и удельный объем воздуха при нормальных условиях, если состав воздуха:

$$g_{N_2} = 0,768; g_{O_2} = 0,232.$$

Найти молекулярный вес воздуха и его газовую постоянную.

Молекулярный вес воздуха по (1-53):

$$\mu_{\text{возд}} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_k}{\mu_k}} = \frac{1}{\frac{g_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}} + \frac{g_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}};$$

$$\mu_{\text{возд}} = \frac{1}{\frac{0,232}{32} + \frac{0,768}{28,08}} = 28,9.$$

Газовая постоянная

$$R_{\text{возд}} = \frac{848}{28,9} = 29,3 \text{ кгм/кг град.}$$

По уравнению (1-20):

$$v_{\text{возд}} = \frac{22,4}{\mu_{\text{возд}}} = \frac{22,4}{28,9} = 0,775 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$\gamma_{\text{возд}} = \frac{1}{v} = \frac{1}{0,775} = 1,293 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 1-27а. Определить относительный объемный состав воздуха.

Имеем:

$$g_{\text{N}_2} = 0,768 \text{ и } g_{\text{CO}_2} = 0,232.$$

По (1-47)

$$r_{\text{N}_2} = \frac{\frac{g_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}}{\frac{g_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}} + \frac{g_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}}} = \frac{\frac{0,768}{28,08}}{\frac{0,768}{28,08} + \frac{0,232}{32}} = 0,79;$$

$$r_{\text{O}_2} = \frac{\frac{g_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}}}{\frac{g_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}} + \frac{g_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}}} = \frac{\frac{0,232}{32}}{\frac{0,768}{28,08} + \frac{0,232}{32}} = 0,21.$$

Пример 1-28. До какого давления по манометру нужно сжать смесь, состоящую по весу из 18% CO₂, 12% O₂ и 70% N₂, чтобы при $t = 180^\circ\text{C}$ 8 кг ее занимали $V = 4 \text{ м}^3$. Атмосферное давление принять $B = 760 \text{ мм рт. ст.}$

По уравнению Клапейрона

$$pV = GR_{\text{см}}T.$$

Для данной смеси по уравнению (1-57)

$$R_{\text{см}} = \sum_1^n g_k R_k = g_{\text{CO}_2} R_{\text{CO}_2} + g_{\text{O}_2} R_{\text{O}_2} + g_{\text{N}_2} R_{\text{N}_2}$$

$$R_{\text{см}} = 0,18 \frac{848}{44} + 0,12 \frac{848}{32} + 0,70 \frac{848}{28} =$$

$$= 27,8 \text{ кгм/кг град.}$$

Подставляя в уравнение Клапейрона, получим:

$$p = \frac{GR_{\text{см}}T}{V} = \frac{8 \cdot 27,8 (273 + 180)}{4} = 25200 \text{ кг/м}^2 =$$

$$= 2,52 \text{ ата},$$

или по манометру:

$$p = 2,52 - 1,03 = 1,49 \text{ ати.}$$

Пример 1-29. Газовый двигатель работает на газовой смеси, состоящей из одной весовой части светильного газа и восьми весовых частей воздуха. Определить относительный весовой состав смеси, ее газовую постоянную, если известно, что состав светильного газа по объему следующий:

$$\text{CO} = 7\%, \text{ H}_2 = 48\%, \text{ CH}_4 = 40\%, \text{ N}_2 = 5\%.$$

Весовой состав светильного газа составляет (по 1-48):

$$g_{\text{CO}} = \frac{0,07 \cdot 28}{0,07 \cdot 28 + 0,48 \cdot 2 + 0,4 \cdot 16 + 0,05 \cdot 28} = 0,183.$$

Аналогично находим:

$$g_{\text{H}_2} = 0,09; g_{\text{CH}_4} = 0,597; g_{\text{N}_2} = 0,13.$$

Так как в газовую смесь входит по весу $\frac{1}{9}$ светильного газа и $\frac{8}{9}$ воздуха, то весовой состав газовой смеси следующий:

$$g_{\text{CO}} = \frac{1}{9} \cdot 0,183 = 0,02;$$

$$g_{\text{H}_2} = \frac{1}{9} \cdot 0,09 = 0,01;$$

$$g_{\text{CH}_4} = \frac{1}{9} \cdot 0,597 = 0,07;$$

$$g_{\text{N}_2} = \frac{1}{9} \cdot 0,13 + \frac{8}{9} \cdot 0,768 = 0,695;$$

$$g_{\text{O}_2} = \frac{8}{9} \cdot 0,232 = 0,205$$

(воздух состоит по весу из 0,768 N₂ и 0,232 O₂), откуда получаем искомую газовую постоянную смеси:

$$R_{\text{см}} = g_{\text{CO}} R_{\text{CO}} + g_{\text{H}_2} R_{\text{H}_2} + g_{\text{CH}_4} R_{\text{CH}_4} + g_{\text{N}_2} R_{\text{N}_2} +$$

$$+ g_{\text{O}_2} R_{\text{O}_2},$$

где значения R нужно найти по формуле (1-21), так что

$$R_{\text{см}} = 0,02 \cdot 30,3 + 0,01 \cdot 424 + 0,07 \cdot 53,0 + 0,695 \cdot 30,3 +$$

$$+ 0,205 \cdot 26,5;$$

$$R_{\text{см}} = 35 \text{ кгм/кг град.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 1-35. Газовая смесь состоит из 15 кг азота, 5 кг углекислого газа и 3 кг кислорода. Определить относительный весовой состав смеси, относительный объемный ее состав, число молей ее и вес 40 м³ такой смеси при нормальных условиях.

Задача 1-36. Анализом определен объемный состав газовой смеси:

$$r_{\text{CO}_2} = 0,12; r_{\text{O}_2} = 0,05; r_{\text{H}_2\text{O}} = 0,03; r_{\text{N}_2} = 0,80.$$

Определить удельный вес и удельный объем смеси при нормальных условиях, а также относительный весовой состав ее.

Задача 1-37. Смесь состоит из 50 кг дымовых газов, состав которых по весу

$$\text{CO}_2 = 14\%; \text{ O}_2 = 6\%; \text{ H}_2\text{O} = 5\%; \text{ N}_2 = 75\%,$$

и 75 кг воздуха. Определить весовой и объемный составы смеси, если состав воздуха по весу

$$\text{O}_2 = 23,2\%; \text{ N}_2 = 76,8\%.$$

Задача 1-38. Состав горючего газа по весу:

$$H_2 = 1,5\%; CO = 28\%; CO_2 = 10\%; N_2 = 60,5\%.$$

Определить объемный состав, удельный вес и удельный объем при $p = 2 \text{ атм}$ и $t = 100^\circ\text{C}$, а также количество молей в 1 м такой смеси.

Задача 1-39. Газовая смесь состоит из

$$k_{O_2} = 0,02 \text{ моля}; k_{N_2} = 0,66 \text{ моля}; k_{CO_2} = 0,09 \text{ моля} \text{ и} \\ k_{H_2O} = 0,030 \text{ моля}.$$

Определить относительный объемный и весовой составы газа, а также удельный вес и удельный объем смеси при $p = 4 \text{ атм}$ и $t = 127^\circ\text{C}$.

Задача 1-40. До какого давления по манометру нужно довести смесь газов, состоящую из

$$r_{O_2} = 0,14; r_{N_2} = 0,25 \text{ и } r_{CO} = 0,61,$$

чтобы парциальное давление N_2 в ней составляло $p_{N_2} = 1,2 \text{ атм}$. Какое давление при этом будет иметь CO ? Барометрическое давление $B = 780 \text{ мм рт. ст.}$

Задача 1-41. Двигатель потребляет газовую смесь, состоящую по объему из одной части светильного газа и девяти частей воздуха. Определить газовую постоянную этой смеси и вес 10 м³ ее при давлении $p = 1,2 \text{ атм}$ и $t = 100^\circ\text{C}$. Состав светильного газа и воздуха принять по примеру 1-29.

Задача 1-42. Определить объем 3 кг смеси, относительный весовой состав которой следующий:

$$g_{O_2} = 0,4; g_{N_2} = 0,2; g_{CO_2} = 0,4.$$

Температура смеси $t = 50^\circ\text{C}$, давление по манометру составляет $p = 600 \text{ мм рт. ст.}$ Давление атмосферы нормальное.

Задача 1-43. Определить вес 4 м³ смеси, относительный объемный состав которой следующий:

$$r_{O_2} = 0,4; r_{N_2} = 0,2; r_{CO_2} = 0,4.$$

Температура смеси $t = 50^\circ\text{C}$, давление по манометру $p = 0,4 \text{ атм}$.

Барометрическое давление $B = 700 \text{ мм рт. ст.}$ при $t_{cm} = 30^\circ\text{C}$.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ

2-1. ВЫЧИСЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ. ПОСТОЯННАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Основные определения. В § 1-2 уже рассматривалось прямолинейное поступательное движение молекул газа, с которым связывается понятие абсолютной температуры. Таким образом, молекулы обладают *кинетической энергией поступательного движения*. Молекулы находятся и во вращательном движении; следовательно, они обладают и *энергией вращательного движения*. Далее, при столкновениях составляющие молекулу атомы приходят в колебательное движение по воображаемой линии, соединяющей центры атомов. В результате этого возникает *энергия внутримолекулярных колебаний*; как и при всяком колебательном движении, эта энергия составляется из кинетической и потенциальной энергии колеблющихся атомов, образующих молекулу. Наконец, у реального газа существуют силы сцепления между молекулами, хотя у газов они и очень малы. Вследствие этого молекулы обладают *потенциальной энергией от сил сцепления*, изменяющейся тогда, когда изменяется среднее расстояние между ними, т. е. при изменении объема, занимаемого газом. При этом чем больше расстояние между молекулами, тем потенциальная энергия сил сцепления больше, и наоборот. При расширении реального газа, связанном с увеличением среднего расстояния между молекулами, по-

тенциальная энергия сил сцепления молекул увеличивается, при сжатии — уменьшается.

Сумму перечисленных видов энергии молекул называют внутренней тепловой энергией, или просто *внутренней энергией газа*, и обозначают буквой u , когда она относится к 1 кг газа, U — для любого количества газа и u_m — для 1 моля газа.

Таким образом, для идеального газа внутренняя (тепловая) энергия складывается из:

- 1) кинетической энергии *поступательного* движения молекул;
 - 2) кинетической энергии *вращательного* движения молекул;
 - 3) энергии *внутримолекулярных колебаний*.
- Для реального газа сюда прибавляется еще
- 4) потенциальная энергия от сил сцепления.

Рассмотрим, от каких параметров состояния газа зависят отдельные составляющие внутренней энергии.

Как было указано в § 1-2, первая составляющая — энергия поступательного движения — есть функция абсолютной температуры [формула (1-5)]. В этом параграфе будет показано, что вторая и третья составляющие внутренней энергии также определяются только температурой. Последняя составляющая зависит при данной температуре от объема газа, так как им определяется расстояние между молекулами, от которого в свою очередь

зависят силы сцепления между ними. Итак, можно установить, что

$$u = f(T, v). \quad (2-1)$$

Так как, с другой стороны, для любого газа всегда имеется связь

$$F(p, v, T) = 0$$

(характеристическое уравнение), то можно сказать, что внутренняя энергия определяется двумя какими-либо параметрами из трех p, v, T , т. е. помимо (2-1) можно установить, что

$$u = f_1(p, v); \quad (2-1')$$

$$u = f_2(p, T). \quad (2-1'')$$

Рассматривая уравнения (2-1), (2-1') и (2-1''), можно заключить, что величина u , однозначно определяемая для какого-либо состояния двумя его параметрами, сама может служить характеристикой состояния газа, т. е. вместе с каким-либо из параметров p, v, T определять его состояние. Таким образом, внутренняя энергия (обычно понимается — *удельная* внутренняя энергия, т. е. на 1 кг) является *параметром состояния* газа. Единицами измерения для нее служат те же, которые установлены для энергии вообще. В термодинамике внутреннюю энергию чаще всего измеряют в больших калориях на килограмм (*ккал/кг*).

От введенной только что величины — параметра состояния — следует отличать другую величину, обнаруживаемую при переходе из одного состояния в другое. Например, при соприкосновении тел с разной температурой молекулы одного тела, обладающие большей кинетической энергией, в результате ударов передают часть своей энергии молекулам другого тела, обладающим меньшей кинетической энергией. Так происходит перенос энергии от одного тела к другому. Эту энергию называют *теплотой* (*тепловой энергией*).

Из рассмотрения двух понятий — внутренней энергии и теплоты — видно, что первое относится всегда к определенному *состоянию* тела, в то время как второе — к *процессу*, через который тело проходит, изменяясь от одного состояния до другого.

Определение количества тепла в процессах является наиболее частым и наиболее ответственным расчетом в теплотехнике. Для правильного его вычисления необходимо знать значения удельных теплоемкостей.

Удельной теплоемкостью, или просто *теплоемкостью*, называют то количество тепла,

которое необходимо сообщить телу (газу), чтобы температура его какой-либо количественной единицы изменилась на 1°C .

В зависимости от количества газа, к которому относят теплоемкость, различают *молярную теплоемкость* μc — на 1 моль, измеряемую единицей — *ккал/моль град*; *весовую* теплоемкость c — на 1 кг, измеряемую единицей — *ккал/кг град*, и *объемную* теплоемкость c' — на 1 м^3 . Так как 1 м^3 при различных условиях может содержать в себе разные весовые количества газа, принято относить 1 м^3 к каким-либо определенным условиям. За таковые принимают *нормальные условия*, т. е. $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ и $t = 0^\circ\text{C}$. Следовательно, единицей измерения для объемной теплоемкости будет *ккал/м}^3 град*, и относится она к количеству газа, заключенному в 1 м^3 его при нормальных условиях.

Связь между поименованными теплоемкостями может быть выражена такими простыми зависимостями:

$$c = \frac{\mu c}{\mu}; \quad (2-2)$$

$$c' = \frac{\mu c}{22,4}; \quad (2-2')$$

$$c' = c \gamma_n, \quad (2-2'')$$

где γ_n — удельный вес газа при нормальных условиях.

Как будет впоследствии показано, теплоемкость газа среди прочих факторов зависит также от условий протекания процесса подвода тепла к газу (см. § 3-12). Среди этих процессов большое значение в теплотехнике имеют процессы при *постоянном объеме* и *постоянном давлении*. Поэтому в первую очередь мы займемся определением теплоемкостей в этих процессах.

Вычисление значений теплоемкостей сначала производили только опытным путем. Было поставлено большое количество опытов, но значения, получаемые таким путем, часто значительно расходились между собой, что можно было объяснить прежде всего недостаточной точностью самих опытов. Большую точность имели опыты для сравнительно невысоких температур.

Развитие науки о строении тел позволило подойти к определению значений теплоемкостей и теоретическим путем. Особые успехи в этом отношении были получены после введения в науку теории квант. Пользуясь ею и опытными данными о колебаниях атомов, получаемыми при помощи спектрального ана-

лиза, были подсчитаны значения теплоемкостей тел, в том числе газов в широком диапазоне температур. Этими значениями для идеальных газов и пользуются в настоящее время в теплотехнике. Далее кратко изложены элементы теории теплоемкости.

Молекулярно-кинетическая теория теплоемкости. Теоретически легче всего определить теплоемкость газа при постоянном объеме, так как (§ 3-5) в этом случае вся подводимая к газу теплота идет на изменение его внутренней энергии. Таким образом теплоемкость газа при постоянном объеме есть количество тепла, пошедшее на изменение его внутренней энергии при изменении температуры на 1° . Математически для 1 моля это можно записать так:

$$\mu c_v = \left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_v = \left[\frac{\partial (\mu u)}{\partial T} \right]_v. \quad (a)$$

Здесь μc_v — молярная теплоемкость при $v = \text{const}$, а q — подведенное к газу количество тепла; значок v в правой части показывает, что частную производную берут при постоянном v .

Желая определить μc_v для одноатомного идеального газа, найдем для него μu . Такой газ обладает не всеми составляющими внутренней энергии. Прежде всего, поскольку это идеальный газ, в нем согласно определению отсутствуют силы сцепления, так что четвертая составляющая внутренней энергии равна нулю; нет также по конструкции молекулы и внутримолекулярных колебаний. Наконец, в одноатомном газе мы можем пренебречь энергией вращательного движения, так как молекулу одноатомного идеального газа мы представляем себе как точку (радиус ее равен нулю, а следовательно, момент инерции также равен нулю), так что и вторая составляющая равна нулю.

Таким образом, у идеального одноатомного газа внутренняя энергия состоит только из суммы кинетической энергии поступательного движения всех молекул.

Если z — число молекул в 1 кг, то внутренняя энергия его по § 1-3 составит:

$$u = \frac{m w^2}{2} z = \frac{w^2}{2g}. \quad (b)$$

Здесь mz — масса 1 кг газа, которая может быть представлена по второму закону Ньютона в виде

$$mz = \frac{1}{g}.$$

Если в основном уравнении (1-7) вместо массы m 1 m^3 газа подставить равное ей значение $\frac{\gamma}{g} = \frac{1}{vg}$, получим:

$$v w = \frac{w^2}{3g}.$$

Подставляя отсюда в (b) значение w^2 , получаем для 1 кг идеального одноатомного газа:

$$u = \frac{3}{2} p v \quad (2-3)$$

и для 1 моля такого газа с использованием уравнения (1-22):

$$\mu u = \frac{3}{2} p \mu v = \frac{3}{2} \mu R T = 1272 T. \quad (2-4)$$

Подставляя полученное значение в (a) и дифференцируя, находим:

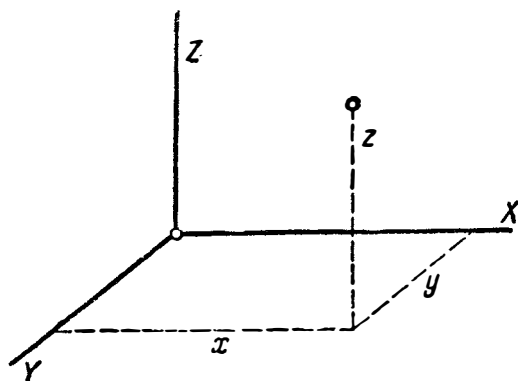
$$\begin{aligned} \mu c_v &= 1272 \text{ кгм/моль град} = \\ &= 2,98 \text{ ккал/моль град}; \\ \mu c_v &\approx 3 \text{ ккал/моль град}. \end{aligned} \quad (2-5)$$

Сравнивая значение теоретически найденной теплоемкости одноатомного газа с теплоемкостями одноатомных газов, найденными экспериментально, можно отметить почти полное их совпадение (табл. 2-1).

ТАБЛИЦА 2-1

Газ	μc_v при 0°C , ккал/моль град
Гелий He	3,01
Аргон Ar	2,98
Пары ртути Hg	2,99

Подведенные к одноатомному газу 3 ккал/моль град вызывают повышение температуры на 1°C при $v = \text{const}$ и вместе с тем, усиливая поступательное движение молекул, повышают давление газа на стенки сосуда. Из определения температурной шкалы известно, что повышение температуры на 1°C при $v = \text{const}$ сопровождается для идеальных газов *любой* атомности одинаковым повышением давления на $1/273$ часть давления при 0°C . Следовательно, для повышения температуры на 1°C в двухатомном газе, молекулы которого обладают также и вращательным движением, придется подвести как те 3 ккал/моль град, которые идут на приращение энергии поступательного движения молекул, соответствующего повышению температуры на 1°C , так и то количество тепла, которое в двухатомном газе идет на увеличение вращательного движения молекул (внутримолекулярными колебаниями пока пренебрегаем).



Фиг. 2-1.

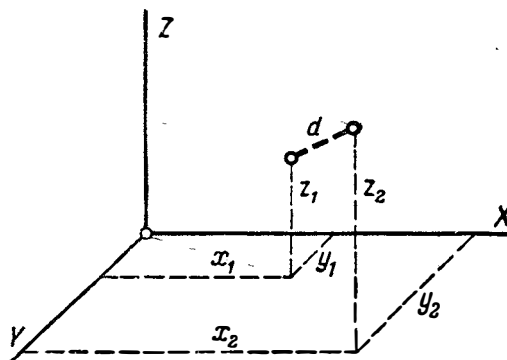
Определение этого полного количества теплоты связано с вопросом распределения подводимого к газу количества тепла между поступательным и вращательным движением. Ответ на этот вопрос дает положение, установленное Максвеллом-Больцманом, которое гласит: если системе очень большого количества материальных точек, находящихся в хаотическом движении, сообщить некоторое количество энергии, то оно распределяется между поступательным и вращательным движениями пропорционально числу степеней свободы¹. (Число степеней свободы молекулы соответствует числу координат, определяющих ее в пространстве.) Молекула одноатомного газа, которую можно рассматривать как материальную точку, имеет три степени свободы, так как положение ее в пространстве определяется тремя координатами: x , y , z (фиг. 2-1).

Для одноатомного газа указанные три степени свободы—это степени свободы поступательного движения. Для двухатомного газа значения трех координат одного атома еще не определяют положения молекулы в пространстве, так как после определения положения одного атома нужно учитывать, что другой получает возможность вращательного движения (фиг. 2-2).

Для определения положения в пространстве другого атома необходимо знать его две координаты, третья же согласно известной теореме аналитической геометрии определится из формулы для расстояния d между атомами:

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

¹ На основании этого положения молекулярно-кинетической теории можно заключить, что температура есть мера средней энергии, приходящейся на одну степень свободы.



Фиг. 2-2.

Так как d известно, то в приведенном уравнении достаточно из шести координат обеих молекул иметь известными только пять. Таким образом, молекула двухатомного газа имеет пять степеней свободы, из которых три степени поступательного и две степени вращательного движения. Последние можно себе представить как вращения вокруг двух перпендикулярных осей, расположенных перпендикулярно линии, соединяющей атомы молекулы, вращением же молекулы вокруг третьей оси, проходящей через центры атома, пренебрегают вследствие малости соответствующего момента инерции. Теперь вопрос о теплоемкости двухатомного газа сводится к определению количества тепла, идущего на все пять степеней свободы, если известно, что три из них требуют 2,98 ккал. Очевидно, что все степени свободы потребуют

$$2,98 \cdot \frac{5}{3} = 4,96 \text{ ккал/моль град} \approx \\ \approx 5 \text{ ккал/моль град.}$$

Таким образом, для двухатомного газа молярная теплоемкость при постоянном объеме

$$\nu c_v = 5 \text{ ккал/моль град.} \quad (2-6)$$

Такой же теплоемкостью будет обладать и любая многоатомная линейная молекула, так как положение в пространстве третьего и любого дальнейшего атома определится известным расстоянием от второго и т. д. атома.

Приводимая табл. 2-2 молярных теплоемкостей двухатомных газов, определенных экспериментально, показывает, что для ряда газов теплоемкость, подсчитанная теоретически, при обычных температурах почти совпадает с экспериментальной.

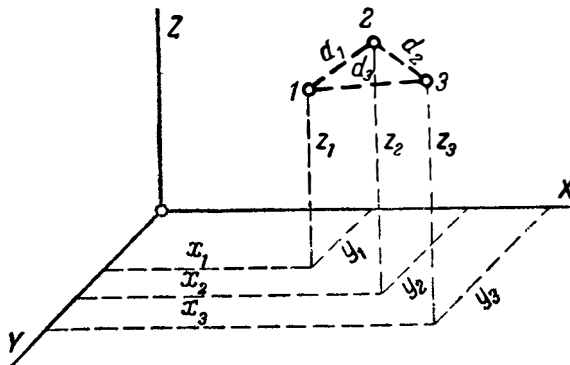
ТАБЛИЦА 2-2

Газ	μc_v при 0° С
Водород Н ₂	4,840
Кислород О ₂	4,980
Азот N ₂	4,950
Оксид углерода СО	4,950

Молекула (нелинейная) трехатомного газа имеет шесть степеней свободы, из которых три—поступательного и три—вращательного движения; к перечисленному для двухатомной молекулы надо прибавить еще вращение третьего атома вокруг оси, проходящей через центры первых двух. Это следует также из того, что для определения положения молекулы в пространстве необходимо знать шесть координат атомов (фиг. 2-3), а именно: если даны три координаты атома 1, две координаты атома 2 и одна координата атома 3, то этим положение всех атомов будет полностью определено при помощи ранее приведенного уравнения аналитической геометрии, поскольку заданы три расстояния между атомами. Очевидно, что при шести степенях свободы потребное количество тепла составит:

$$2,98 \cdot \frac{6}{3} = 5,96 \text{ ккал/моль град} \approx \\ \approx 6,0 \text{ ккал/моль град.}$$

Если взять газ с большим числом атомов в молекуле, то число степеней свободы такой молекулы будет, так же как и у трехатомного, шесть (так как положение четвертого и каждого следующего атома будет определено фиксированными расстояниями этого атома от других), так что для газа такой атомности по расчету потребуются те же 6 ккал для увеличения температуры 1 моля на 1° С.



Фиг. 2-3.

Если сравнить полученную таким образом теплоемкость с экспериментальными данными (табл. 2-3), то можно установить значительное расхождение.

ТАБЛИЦА 2-3

Газ	Химическая формула	μc_v при 0° С
Сернистый газ	SO ₂	7,7
Аммиак	NH ₃	6,8
Углекислый газ	CO ₂	6,72
Водяной пар	H ₂ O	6,8
Метан	CH ₄	7,0
Ацетилен	C ₂ H ₂	7,92

Для трех- и многоатомных газов таблица дает большие значения; с некоторым приближением можно считать, что для всех трех- и многоатомных газов таблица дает значение 7 ккал/моль град.

Расхождение с теоретически найденным значением теплоемкости следует отнести за счет неучтенных при расчете внутримолекулярных колебаний, которые для трех- и многоатомных газов должны быть значительными; эти колебания поглотят часть подводимого тепла, что и потребует увеличения общего количества для того, чтобы на долю поступательного движения достались требуемые 3 ккал/моль град. В согласии с экспериментальными данными поэтому следует принять для приближенных расчетов молярную теплоемкость трех- и многоатомного газа

$$\mu c_v = 7 \text{ ккал/моль град.} \quad (2-7)$$

Вывод значений молярных теплоемкостей для идеальных газов показывает, что последняя зависит от атомности газа и не зависит от того, для какого газа данной атомности подсчитывают теплоемкость. Кроме того, этот вывод предполагает, что теплоемкость газа — величина постоянная, не зависящая ни от температуры, ни от давления газа. Опыт показывает, что эти результаты верны с известным приближением и могут быть приняты только в узких пределах температур и в приближенных, не требующих большой точности расчетах.

Итак, для таких расчетов можно исходить из следующих значений:

$$\begin{aligned} \text{одноатомный газ } \mu c_v &= 3 \text{ ккал/моль град} \\ \text{двухатомный газ } \mu c_v &= 5 \text{ ккал/моль град} \\ \text{трех- и многоатомный газ } \mu c_v &= \\ &= 7 \text{ ккал/моль град.} \end{aligned}$$

Как мы увидим далее, между молярными теплоемкостями идеальных газов при $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ существует зависимость $\mu_{cp} - \mu_{cv} = 1,986 \approx 2$ ккал/моль град.

Отсюда для приближенных расчетов нагрева и охлаждения газов при $p = \text{const}$ можно принять следующие значения:

одноатомный газ $\mu_{cp} = 5$ ккал/моль град
 двухатомный газ $\mu_{cp} = 7$ ккал/моль град
 трех- и многоатомный газ $\mu_{cp} = 9$ ккал/моль град

Элементы квантовой теории теплоемкости газов

Если учесть, кроме поступательного и вращательного, еще и колебательное движение атомов, то число степеней свободы увеличивается. При n атомах общее число степеней свободы $3n$; из них 3 — поступательного и 2 (у линейных) или 3 (у нелинейных молекул) вращательного движения; остальные $3n - 5$ (у линейных) и $3n - 6$ (у нелинейных) приходятся на степени свободы колебательного движения.

Если исходить из молекулярно-кинетической теории теплоемкости и принять равномерное распределение энергии по степеням свободы, то получатся значения теплоемкостей (равные приблизительно столько калориям, сколько степеней свободы имеет данный газ), которые не будут соответствовать действительным. Следовательно, нужно признать, что закон равномерного распределения энергии, на котором основана изложенная уже ранее классическая молекулярно-кинетическая теория теплоемкости, в этом случае недействителен.

Необходимо отметить еще одну особенность при сличении значений теплоемкостей газов, полученных на основании классической молекулярно-кинетической теории и получаемых экспериментально. Как видно, изложенная теория предполагает, что теплоемкость может принимать ряд определенных значений в зависимости от числа степеней свободы и не зависит от температуры; между тем эксперимент показывает, что теплоемкость может принимать разные значения, изменяясь непрерывно в зависимости от температуры.

Изложенные неувязки были объяснены квантовой теорией теплоемкости, данной впервые Эйнштейном на основании теории квантов, высказанной Планком в 1900 г.

По этой теории энергия подобно веществу состоит из мельчайших частиц — атомов энергии, называемых *квантами*. Процесс выделения или поглощения энергии заключается в отдаче или восприятии определенного числа таких квантов. Таким образом, энергия выделяется или поглощается не непрерывно, а определенными порциями. Только при очень малых значениях этих порций процесс стремится как бы к своему предельному состоянию — непрерывному поглощению или выделению энергии.

Величина порций энергии — квантов — по теории Планка зависит от частоты колебаний, создаваемых рассматриваемой энергией, в нашем случае — колебаний молекул и атомов в них. Если обозначить ϵ — квант энергии; ν — число колебания в 1 сек., а $\tau = \frac{1}{\nu}$ — период колебания, то

$$\epsilon = h\nu.$$

Здесь h — постоянная величина (постоянная Планка):

$$h = \epsilon \frac{1}{\nu} = \epsilon\tau,$$

имеющая размерность произведения энергии на время; такое произведение называется „действием“ и носит название *кванта действия*. Он составляет

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ эрг сек.}$$

Исходя из описанного взгляда на энергию, Эйнштейн подсчитал среднее значение кинетической энергии, приходящейся на одну степень свободы, и дал формулу

$$u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon}{e^{\frac{\epsilon}{kT}} - 1}.$$

Здесь k — постоянная Больцмана (§ 1-3). Подставляя сюда значение кванта энергии, получаем:

$$u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (c)$$

Сравним это значение с аналогичным, но полученным из классической молекулярно-кинетической теории. По (2-4) энергия одноатомного газа составляет

$$\mu u = \frac{3}{2} \mu RT,$$

что дает в среднем для одной молекулы такого газа

$$u_1 = \frac{3}{2} \frac{\mu RT}{N} = \frac{3}{2} kT \quad (2-8)$$

и на одну степень свободы

$$u' = \frac{1}{2} kT. \quad (d)$$

Для сравнения (c) с полученным значением (d)

разложим выражение $e^{\frac{h\nu}{kT}}$ в ряд по степеням $\frac{h\nu}{kT}$; как

известно,

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2!} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^3 + \dots$$

Подставляя в (c), получаем:

$$u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{h\nu}{\frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{2!} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^3 + \dots}.$$

Разделив числитель и знаменатель полученного выражения на $\frac{h\nu}{kT}$, получим окончательно значение средней кинетической энергии, приходящейся согласно квантовой теории на одну степень свободы молекулы идеального газа:

$$u' = \frac{1}{2} \cdot \frac{kT}{1 + \frac{1}{2!} \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{3!} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 + \dots} \quad (e)$$

Из рассмотрения (е) можно заключить, что средняя кинетическая энергия зависит как от температуры, так и от числа колебаний, причем зависимость от температуры не сводится к простой пропорциональности, как это дает молекулярно-кинетическая теория по (д), а носит более сложный характер.

Так как, с другой стороны, частота колебаний для различных составляющих внутренней энергии различна, то, вообще говоря, и не должно быть равномерного распределения энергии между степенями свободы движений различных качеств, как это устанавливалось положением Максвелла-Больцмана.

Рассмотрим (е) по отношению к каждому виду движения молекулы.

Поступательное движение молекул можно рассматривать как предельный случай такого колебательного движения, у которого период колебаний бесконечно велик и частота колебаний исчезающе мала. В этом случае отношение $\frac{h\nu}{kT}$ для всех значений T следует принять равным нулю, тогда (е) для поступательного движения молекулы примет вид

$$u' = \frac{1}{2} kT$$

и сходится с таковым же значением, получаемым из классической молекулярно-кинетической теории, т. е. с (д).

Вращательное движение можно рассматривать как такое колебательное движение, в котором периодом колебания является период вращения.

Энергия вращательного движения, приходящаяся на одну степень свободы, вообще должна быть подсчитана по (е), т. е. так, как это устанавливает квантовая теория. Однако, и здесь для не слишком низких температур период вращения относительно велик, и можно

в (е) отбросить члены с $\frac{\nu}{T}$; в этом случае, как и при поступательном движении, энергию можно подсчитывать по значениям, полученным из молекулярно-кинетической теории, т. е.

$$u' = \frac{1}{2} kT.$$

Наконец, сочетания величин ν и T для внутримолекулярных колебаний таковы, что члены, содержащие $\frac{h\nu}{kT}$ в уравнении (е), сравнимы с единицей, и кинетическая энергия этих колебаний должна быть подсчитана из квантовых условий.

Таким образом, если число степеней свободы молекулы данного идеального газа

$$n = n_1 + n_2,$$

где n_1 — суммарное число степеней свободы поступательного и вращательного движений, а n_2 — число степеней свободы внутримолекулярных колебаний, то кинетическая энергия, приходящаяся на одну молекулу, в области температур, нас интересующих, составит

$$u' = n_1 \cdot \frac{1}{2} kT + \sum_1^{n_2} \frac{1}{2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (i)$$

Знак суммы в последнем члене этого выражения надо распространить на n_2 различных, вообще говоря, значений ν .

Кроме того, поскольку мы теперь вообще учитываем энергию внутримолекулярных колебаний, к этому выражению необходимо прибавить еще потенциальную энергию, связанную с колебаниями атомов.

Как и при всяком колебательном движении, атом при наибольшем отклонении обладает только потенциальной энергией, при прохождении же через положение равновесия — только кинетической энергией. В промежуточных положениях энергия атома состоит из суммы обоих видов энергий. В каждый данный момент атомы в молекулах находятся в разных положениях, причем в одних из них преобладает кинетическая энергия, в других — потенциальная. При громадном числе молекул в газе, где ни одно положение атома в молекуле не имеет никакого преимущества перед другим, можно предположить, что суммарная кинетическая энергия колеблющихся атомов равна суммарной потенциальной, т. е. полная энергия внутримолекулярных колебаний (кинетическая и потенциальная) равна удвоенной средней энергии, приходящейся на одну степень свободы. Поэтому для получения внутренней энергии одной молекулы идеального газа необходимо лишь ввести множитель 2 во второй член предыдущей формулы, тогда получим:

$$u' = n_1 \cdot \frac{1}{2} kT + \sum_1^{n_2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (g)$$

Из (g) следует, что для 1 моля значение внутренней энергии составит

$$\mu u = n_1 \frac{1}{2} NkT + \sum_1^{n_2} \frac{Nh\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Можно заменить

$$Nk = \mu R; \quad \frac{h\nu}{k} = \theta;$$

тогда

$$Nh\nu = \frac{Nh\nu k}{k} = \mu R \theta.$$

Отсюда выражение для внутренней энергии 1 моля газа примет вид

$$\mu u = n_1 \frac{\mu R}{2} T + \sum_1^{n_2} \mu R \frac{\theta}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1}. \quad (i)$$

Здесь

$$\mu R = 848 \text{ ккал/моль град} = 1,986 \text{ ккал/моль град}.$$

Беря по формуле (а) производную от (i) по температуре T , получаем значение теплоемкости, выведенное из квантовых условий:

$$\mu c_v = n_1 \frac{\mu R}{2} + \sum_1^{n_2} \mu R \frac{\left(\frac{\theta}{T}\right)^2 e^{\frac{\theta}{T}}}{\left(e^{\frac{\theta}{T}} - 1\right)^2}. \quad (2-9)$$

Формула (2-9) не учитывает всей сложности явлений, относящихся как к очень низким, так и к очень высоким температурам; так, в последнем случае необходимо учесть добавочные степени свободы, характеризующие поведение электронов.

Значения теплоемкостей технически важных газов с учетом этих и других уточняющих обстоятельств подсчитаны в работе М. П. Вукаловича, В. А. Кириллина и В. Н. Тимофеева¹. В таблицах (2-4) и (2-5) приведены эти значения.

ТАБЛИЦА 2-4

Истинная молярная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/моль град)

t° C	O ₂	N ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	SO ₂	Воздух
0	6,984	6,921	6,955	8,521	8,001	9,28	6,933
100	7,134	6,953	6,989	9,621	8,134	10,13	6,990
200	7,359	7,018	7,081	10,458	8,351	10,88	7,088
300	7,602	7,133	7,226	11,141	8,607	11,52	7,231
400	7,826	7,231	7,398	11,704	8,883	12,00	7,393
500	8,015	7,437	7,573	12,179	9,177	12,35	7,557
600	8,163	7,597	7,740	12,573	9,481	12,63	7,716
700	8,302	7,744	7,889	12,905	9,781	12,84	7,859
800	8,406	7,878	8,020	13,184	10,097	13,00	7,986
900	8,498	7,996	8,134	13,420	10,396	13,14	8,098
1 000	8,579	8,099	8,235	13,624	10,682	13,24	8,198
1 100	8,650	8,190	8,320	13,797	10,953	13,32	8,284
1 200	8,717	8,269	8,394	13,943	11,205	13,39	8,361
1 300	8,773	8,339	8,461	14,072	11,440		8,429
1 400	8,829	8,401	8,517	14,185	11,656		8,491
1 500	8,886	8,454	8,567	14,286	11,856		8,545
1 600	8,944	8,504	8,610	14,377	12,040		8,595
1 700	9,001	8,547	8,650	14,456	12,213		8,641
1 800	9,069	8,586	8,683	14,530	12,368		8,682
1 900	9,123	8,632	8,713	14,597	12,510		8,721
2 000	9,180	8,653	8,742	14,657	12,642		8,757
2 100	9,233	8,680	8,768	14,713	12,766		8,792
2 200	9,285	8,706	8,793	14,765	12,881		8,825
2 300	9,331	8,731	8,816	14,814	12,986		8,855
2 400	9,372	8,753	8,838	14,859	13,084		8,880
2 500	9,416	8,774	8,856	14,903	13,175		8,907

ТАБЛИЦА 2-5

Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/моль град)

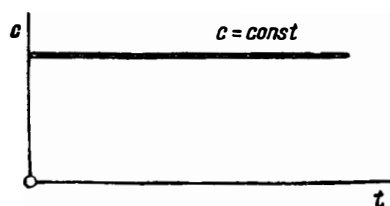
t° C	O ₂	N ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	SO ₂	Воздух
0	6,984	6,921	6,955	8,528	8,001	9,28	6,933
100	7,049	6,940	6,968	9,172	8,059	9,71	6,962
200	7,151	6,962	6,990	9,617	8,149	10,11	6,999
300	7,260	6,998	7,050	10,016	8,258	10,48	7,052
400	7,376	7,050	7,115	10,372	8,381	10,08	7,116
500	7,483	7,112	7,190	10,688	8,510	11,08	7,189
600	7,587	7,179	7,268	10,971	8,645	11,31	7,263
700	7,679	7,250	7,336	11,224	8,787	11,52	7,339
800	7,765	7,321	7,413	11,452	8,931	11,69	7,412
900	7,852	7,389	7,487	11,665	9,078	11,85	7,482
1 000	7,911	7,454	7,555	11,851	9,224	11,98	7,548
1 100	7,975	7,517	7,611	12,020	9,369	12,10	7,612
1 200	8,035	7,577	7,670	12,176	9,512	12,20	7,671
1 300	8,088	7,635	7,746	12,318	9,651		7,729
1 400	8,139	7,688	7,800	12,446	9,787		7,782
1 500	8,188	7,739	7,850	12,566	9,918		7,832
1 600	8,234	7,786	7,896	12,676	10,045		7,878
1 700	8,279	7,829	7,939	12,779	10,169		7,922
1 800	8,320	7,870	7,980	12,876	10,287		7,963
1 900	8,360	7,909	8,018	12,963	10,399		8,002
2 000	8,399	7,945	8,054	13,046	10,508		8,038
2 100	8,437	7,979	8,087	13,124	10,613		8,073
2 200	8,475	8,011	8,119	13,198	10,713		8,106
2 300	8,508	8,042	8,149	13,267	10,809		8,138
2 400	8,541	8,071	8,178	13,329	10,902		8,168
2 500	8,575	8,098	8,204	13,391	10,991		8,197

2-2. ПЕРЕМЕННАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ. СРЕДНЯЯ И ИСТИННАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ. ТАБЛИЧНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ

Криволинейная зависимость теплоемкости от температуры. Если исходить из представления, что теплоемкость — величина постоянная, не зависящая от температуры (фиг. 2-4), то количество тепла q , потребное для нагревания 1 кг вещества от 0°С до какой-либо температуры t °С, можно выразить зависимостью

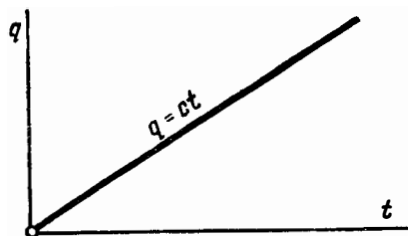
$$q = ct, \quad (2-10)$$

которая графически может быть представлена прямой, проходящей через начало координат



Фиг. 2-4.

¹ См. также Известия ВТИ № 6, 1946 г. Статья канд. техн. наук В. Н. Тимофеева, Физические константы газов, стр. 25, РН 15.



Фиг. 2-5.

(фиг. 2-5); здесь тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс измеряет постоянную теплоемкость c .

Опыт и теоретические положения, вытекающие из квантовой теории теплоемкости, показывают, что теплоемкость есть величина переменная, зависящая от температуры, т. е. количество тепла, требующееся для изменения температуры на 1°C , неодинаково в различных местах температурной шкалы; таким образом,

$$c = f(t).$$

Опыт далее показывает, что теплоемкость зависит и от давления, т. е. количество тепла, требующееся для нагревания на 1°C в одном и том же месте температурной шкалы, зависит также и от того, при каком давлении находится газ. Однако, для идеальных газов эта зависимость ничтожна и ею пренебрегают; для реальных же газов с этой зависимостью считаются, и для таких газов

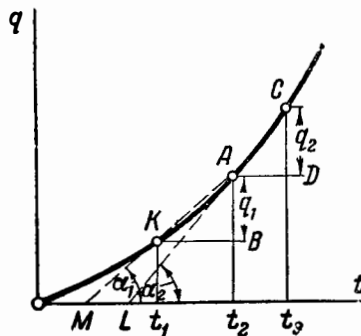
$$c = F(p, t).$$

В этой главе мы рассматриваем теплоемкость идеальных газов; о теплоемкости реальных газов речь будет идти в § 7-3 и 8-3.

Рассматривая теплоемкость как величину переменную, надо уточнить определение этого понятия, данное нами в § 2-1.

Если графически изобразить количество тепла, требующееся для нагревания 1 кг газа от 0°C до какого-либо значения t в зависимости от температуры, то в общем случае при переменной теплоемкости получится уже не прямая линия, как на фиг. 2-5, а кривая (фиг. 2-6) KAC .

Для тепловых расчетов удобным является введение понятия *средней теплоемкости между температурами t_1 и t_2* , между которыми происходит процесс нагревания или охлаждения газа. Под этой теплоемкостью понимают такую *одинаковую* в этом пределе тем-



Фиг. 2-6.

ператур теплоемкость, которая при подсчете дает количество тепла, получающееся в действительном процессе. Пусть при нагревании 1 кг некоторого газа от температуры t_1 до температуры t_2 подведено Δq ккалорий, тогда средняя теплоемкость в этом процессе (ее обозначают c_m , или $|c_m|_{t_1}^{t_2}$, или просто $|c|_{t_1}^{t_2}$) составит

$$c_m = \frac{\Delta q}{t_2 - t_1} \text{ ккал/кг град.} \quad (2-11)$$

Таким образом, введением *средней теплоемкости в данном интервале температур* действительный процесс с переменной теплоемкостью заменяется фиктивным процессом с одинаковой в этом интервале температур теплоемкостью при условии получения такого же количества тепла, что и в действительном процессе. Следовательно, понятие средней теплоемкости, если она взята в определенных пределах температур, не расходится с определением понятия теплоемкости, данным в § 2-1.

Пусть (фиг. 2-6) происходит нагревание газа от K до A и затем до C . В этом случае средняя теплоемкость для интервала $t_1 \div t_2$ составит

$$c_{m1} = \frac{\Delta q_1}{t_2 - t_1},$$

а для интервала $t_2 \div t_3$:

$$c_{m2} = \frac{\Delta q_2}{t_3 - t_2}.$$

Если провести через точки K , A и C секущие AKM и CAL , то в первом случае средняя теплоемкость есть тангенс угла, который образует секущая AKM с осью абсцисс, т. е.

$$c_{m1} = \frac{At_2}{Mt_2} = \text{tg } \alpha_1,$$

и соответственно во втором случае при помощи секущей CAL получаем:

$$c_{m2} = \frac{Ct_3}{Lt_3} = \text{tg } \alpha_2.$$

Из треугольника ALM можно усмотреть, что $\operatorname{tg} \alpha_2 > \operatorname{tg} \alpha_1$, так что $c_{m2} > c_{m1}$, т. е. средняя теплоемкость для различных пределов температур — величина переменная, зависящая от того, где этот интервал температур взят.

Средняя теплоемкость c_m будет тем больше отличаться от действительной теплоемкости c , чем больше интервал $t_1 \div t_2$; для того, чтобы уменьшить разность

$$c_m - c,$$

нужно делать $\Delta t = t_2 - t_1$ все меньше и меньше, при этом c_m будет стремиться к своему пределу — теплоемкости c . Таким образом, теплоемкость c есть предел, к которому стремится c_m , когда Δt стремится к нулю, т. е.

$$c = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Этот предел, как известно, есть первая производная от количества тепла по температуре, т. е.

$$c = \frac{dq}{dt}. \quad (2-12)$$

Теплоемкость c в отличие от теплоемкости c_m называют *истинной теплоемкостью*. Так как $\Delta t \rightarrow 0$, то c относится не к интервалу, а к определенной температуре и от нее зависит.

Поэтому определение понятия теплоемкости, данное в § 2-1, здесь непригодно. На основании формулы (2-12) истинная теплоемкость есть предел, к которому стремится средняя теплоемкость при устремлении к нулю интервала температур, в котором производится процесс нагревания или охлаждения. Математически она представляет собой первую производную от количества тепла, затраченного в процессе, по температуре. Ранее, при выводе формулы для теплоемкости на основании молекулярно-кинетической и квантовой теорий, мы уже пользовались этим определением теплоемкости (§ 2-1).

Так как при уменьшении Δt мы точку A приближаем к K , и в пределе они сливаются, то и секущая AM сольется с касательной к кривой CAK в точке K , т. е. в геометрическом представлении истинная теплоемкость есть тангенс угла, который образует касательная в данной точке к кривой $q = f(t)$ с осью абсцисс.

Значения истинных теплоемкостей сводят в таблицы и к ним подбирают математическим путем интерполяционные формулы типа

$$c = a + bt + et^2 + \dots, \quad (2-13)$$

где a, b, e — постоянные коэффициенты.

В табл. 2-4 приведены значения истинных молярных теплоемкостей при $p = \text{const}$ (т. е. c_p) для технически наиболее важных газов, найденные с помощью спектроскопических данных.

Графически зависимость (2-13) может быть представлена кривой (фиг. 2-7).

Пользуясь таблицами или уравнением (2-13), можно определить значение истинной теплоемкости для каждой температуры.

Чтобы сделать это, нужно в уравнении (2-13) вместо t подставить значение температуры, для которой определяют истинную теплоемкость. Полученное значение и будет искомым.

Для того, чтобы вычислить количество тепла q в интервале $t_1 \div t_2$ при *криволинейной* зависимости теплоемкости от температуры (2-13), воспользуемся уравнением (2-12). Из него получаем:

$$dq = c dt,$$

откуда

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (2-14)$$

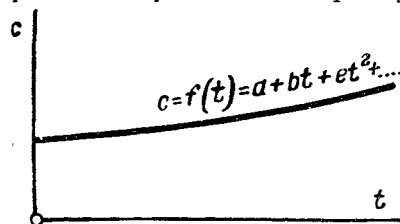
Подставив сюда значение $c = f(t)$ для данного газа и произведя интегрирование в интервале $t_1 \div t_2$, можно вычислить q . Однако, такой путь, связанный каждый раз с интегрированием, неудобен.

В практических расчетах при подсчете количества тепла поступают следующим образом. Из курса математики известно, что площадь $MBCDM$ под какой-либо кривой MB (фиг. 2-8) составляет:

$$F = \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} c dt. \quad (2-14')$$

Сравнивая значение площади (2-14') с интегралом (2-14), мы убеждаемся из равенства правых частей их в том, что

количество тепла q при нагревании газа от t_1 до t_2 в диаграмме ct измеряется площадью, ограниченной осью абсцисс, кривой теплоемкости $c = f(t)$ и крайними ординатами t_1 и t_2 .



Фиг. 2-7.

Площадь $MBCDM$ (фиг. 2-8) можно заменить разностью двух площадей, а именно:

$$q = \text{пл. } MBCDM = \text{пл. } OABCO - \text{пл. } OAMDO. \quad (2-15)$$

По смыслу каждая из новых площадей также измеряет некоторое количество тепла: первая есть количество тепла, которое подводится в процессе нагревания данного газа от температуры 0°C до температуры t_2 . Если при изображенной на чертеже криволинейной зависимости теплоемкости от температуры средняя теплоемкость в интервале между 0°C и t_2 есть $|c_{m_0}^{t_2}$, то на основании формулы (2-11) площадь $OABCO$ измеряет количество тепла $|c_{m_0}^{t_2}(t_2 - 0)$, т. е.

$$\text{пл. } OABCO = |c_{m_0}^{t_2} t_2. \quad (a)$$

Другая площадь $OAMDO$ измеряет количество тепла при нагревании газа от 0°C до t_1 . Если в этом интервале для той же зависимости теплоемкости от температуры средняя теплоемкость равна $|c_{m_0}^{t_1}$, то площадь $OAMDO$ измеряет количество тепла

$$|c_{m_0}^{t_1}(t_1 - 0);$$

иначе говоря,

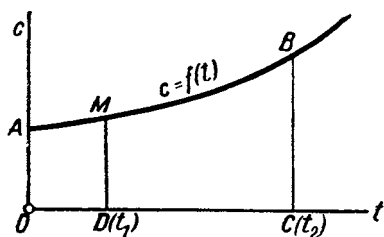
$$\text{пл. } OAMDO = |c_{m_0}^{t_1} t_1. \quad (b)$$

Подставляя (a) и (b) в (2-15), находим:

$$q = |c_{m_0}^{t_2} t_2 - |c_{m_0}^{t_1} t_1. \quad (2-16)$$

Если имеются в наличии таблицы значений теплоемкостей от 0°C до $t^\circ\text{C}$ (их часто приводят в справочниках), то, подставив эти значения в уравнение (2-16), легко получить значение q (см. табл. 2-6, 2-7).

Метод подсчета значений c_m см. в примере 2-11.



Фиг. 2-8.

ТАБЛИЦА 2-6

Средняя весовая теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/кг град)

$t^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	SO_2	Воздух
0	0,2183	0,2454	0,2483	0,1938	0,4441	0,145	0,2393
100	0,2203	0,2465	0,2488	0,2084	0,4477	0,152	0,2403
200	0,2234	0,2472	0,2499	0,2185	0,453	0,158	0,2416
300	0,2269	0,2485	0,2517	0,2276	0,4584	0,164	0,2434
400	0,2305	0,2504	0,2540	0,2357	0,4652	0,169	0,2456
500	0,2338	0,2526	0,2567	0,2429	0,4724	0,173	0,2481
600	0,2371	0,2549	0,2595	0,2493	0,4798	0,177	0,2507
700	0,2400	0,2575	0,2623	0,2551	0,4877	0,180	0,2533
800	0,2427	0,2600	0,2651	0,2602	0,4957	0,183	0,2559
900	0,2451	0,2624	0,2677	0,2650	0,5038	0,185	0,2583
1000	0,2473	0,2647	0,2701	0,2693	0,5120	0,187	0,2606
1100	0,2493	0,2669	0,2724	0,2732	0,5201	0,189	0,2628
1200	0,2511	0,2691	0,2746	0,2767	0,5279	0,191	0,2648
1300	0,2528	0,2711	0,2765	0,2799	0,5357		0,2668
1400	0,2544	0,2730	0,2785	0,2828	0,5432		0,2687
1500	0,2559	0,2748	0,2803	0,2855	0,5504		0,2704
1600	0,2573	0,2765	0,2819	0,2880	0,5558		0,2720
1700	0,2587	0,2780	0,2835	0,2904	0,5644		0,2735
1800	0,2600	0,2795	0,2849	0,2926	0,5709		0,2749
1900	0,2613	0,2809	0,2863	0,2945	0,5771		0,2762
2000	0,2625	0,2821	0,2875	0,2964	0,5832		0,2775
2100	0,2637	0,2834	0,2887	0,2982	0,5888		0,2787
2200	0,2649	0,2845	0,2899	0,2999	0,5946		0,2798
2300	0,2659	0,2856	0,2910	0,3014	0,6000		0,2809
2400	0,2669	0,2866	0,2920	0,3028	0,6051		0,2819
2500	0,2680	0,2876	0,2929	0,3042	0,6101		0,2829

ТАБЛИЦА 2-7

Средняя объемная теплоемкость газов при постоянном давлении по спектроскопическим данным (ккал/нм³ град)

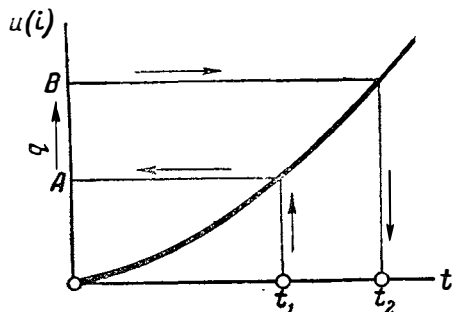
$t^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	SO_2	Воздух
0	0,3116	0,3088	0,3103	0,3805	0,3569	0,414	0,3093
100	0,3145	0,3096	0,3108	0,4092	0,3596	0,433	0,3106
200	0,3190	0,3106	0,3123	0,4290	0,3635	0,451	0,3123
300	0,3240	0,3122	0,3146	0,4469	0,3684	0,468	0,3147
400	0,3291	0,3146	0,3174	0,4628	0,3739	0,482	0,3175
500	0,3339	0,3173	0,3208	0,4769	0,3796	0,495	0,3207
600	0,3385	0,3203	0,3243	0,4895	0,3856	0,505	0,3241
700	0,3426	0,3235	0,3278	0,5008	0,3920	0,514	0,3275
800	0,3464	0,3266	0,3312	0,5110	0,3985	0,522	0,3307
900	0,3498	0,3297	0,3344	0,5204	0,4050	0,529	0,3338
1000	0,3529	0,3325	0,3375	0,5288	0,4115	0,535	0,3367
1100	0,3548	0,3354	0,3405	0,5363	0,4180	0,540	0,3396
1200	0,3584	0,3380	0,3431	0,5433	0,4244	0,544	0,3422
1300	0,3608	0,3406	0,3446	0,5495	0,4306		0,3448
1400	0,3631	0,3430	0,3470	0,5553	0,4367		0,3472
1500	0,3653	0,3453	0,3492	0,5606	0,4425		0,3494
1600	0,3673	0,3473	0,3513	0,5655	0,4482		0,3515
1700	0,3693	0,3493	0,3532	0,5701	0,4537		0,3534
1800	0,3712	0,3511	0,3551	0,5744	0,4590		0,3552
1900	0,3730	0,3529	0,3578	0,5783	0,4640		0,3570
2000	0,3747	0,3545	0,3593	0,5820	0,4689		0,3586
2100	0,3764	0,3560	0,3608	0,5855	0,4736		0,3602
2200	0,3781	0,3574	0,3623	0,5887	0,4780		0,3616
2300	0,3796	0,3588	0,3636	0,5919	0,4822		0,3631
2400	0,3810	0,3601	0,3649	0,5947	0,4864		0,3644
2500	0,3825	0,3613	0,3660	0,5974	0,4903		0,3657

Очень часто в таблицах приводят не значения c_m^t , а произведение $c_m^t t$. Как видно будет в дальнейшем, если в этом произведении взята теплоемкость при *постоянном объеме*, оно дает значение внутренней тепловой энергии идеального газа, если же взята теплоемкость при постоянном давлении, оно дает значение так называемого *теплосодержания* идеального газа, которое обозначают буквой i ; сказанное можно записать:

$$q_v = c_{vm}^t t_2 - c_{vm}^t t_1 = u_2 - u_1; \quad (2-17)$$

$$q_p = c_{pm}^t t_2 - c_{pm}^t t_1 = i_2 - i_1. \quad (2-17')$$

Итак, если имеются таблицы значений внутренних энергий или теплосодержаний в функции температуры, формулами (2-17) и (2-17') удобно пользоваться для вычисления q_v или q_p . Иногда формулы (2-17) и (2-17') изображают в виде графиков. При этом по оси абсцисс откладывают значения температур, а по оси ординат значения u (или i); получаются: ut - и it -диаграммы; этими кривыми помимо других расчетов удобно пользоваться для решения задач, в которых по известным q и одной из температур нужно найти другую температуру. Аналитическое решение такой задачи было бы громоздким, так как уравнение (2-16) становится квадратным уравнением, ибо теплоемкость c_m зависит от искомой температуры. Такое уравнение пришлось бы решать подбором; для этого надо задаться искомой температурой, найти для нее c_m и подставить в уравнение (2-16). Так поступают до тех пор, пока при подстановке не получится тождество. Графическое же решение быстро приводит к цели. При этом поступают так. Для заданной температуры, например t_1 ,



Фиг. 2-9.

при помощи кривой $u(i) = f(t)$ на оси ординат находят значение u (или i), к нему прибавляют (или вычитают при отыскании t_1 по t_2) заданное значение q_v или q_p и по нему при помощи той же кривой находят t_2 (соответственно t_1). Путь решения легко проследить по фиг. 2-9.

Прямойная зависимость теплоемкости от температуры. Для большинства теплотехнических расчетов можно кривую (2-7), характеризующую зависимость истинной теплоемкости от температуры, заменить близкой к ней прямой (точнее всего это можно сделать при помощи способа наименьших квадратов). Таким образом получают *прямолинейную* зависимость истинной теплоемкости от температуры, которая может быть представлена уравнением

$$c = a + bt. \quad (2-18)$$

В формуле (2-18) a , очевидно, — истинная теплоемкость газа при 0°C , а b — тангенс угла наклона прямой, характеризующий изменение теплоемкости от температуры (фиг. 2-10).

Вычисление количества тепла q в этом случае сводится к вычислению площади $ABDC$ (фиг. 2-11), имеющей форму трапеции; для нее имеем:

$$q = \frac{AC + BD}{2} \cdot CD. \quad (2-19')$$

Здесь

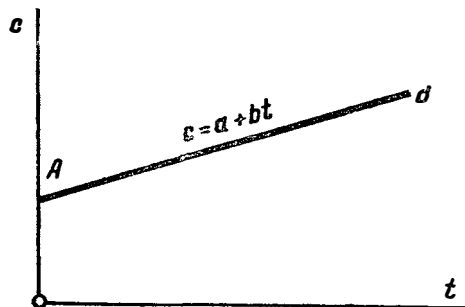
$$CD = OD - OC = t_2 - t_1.$$

Ордината AC есть истинная теплоемкость при температуре t_1 . Это значение найдем, если в формулу (2-18) вместо t подставим значение t_1 , т. е.

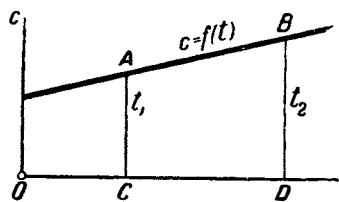
$$AC = a + bt_1.$$

Так же найдем значение ординаты BD , которая представляет собой истинную теплоемкость при температуре t_2 (2-18):

$$BD = a + bt_2.$$



Фиг. 2-10.



Фиг. 2-11.

Подставляя найденные значения в (2-19'), получаем:

$$q = \left(a + b \frac{t_1 + t_2}{2} \right) (t_2 - t_1). \quad (2-19)$$

Здесь, очевидно, выражение, стоящее в первой скобе, есть *средняя теплоемкость в интервале $t_1 \div t_2$* , т. е.

$$|c_m|_{t_1}^{t_2} = a + b \frac{t_1 + t_2}{2} \quad (2-20)$$

или

$$|c_m|_{t_1}^{t_2} = a + \frac{b}{2} (t_1 + t_2). \quad (2-20')$$

Сравнивая (2-20) с (2-18), получаем следующее правило:

для вычисления средней теплоемкости в интервале $t_1 \div t_2$ по истинной при прямолинейной ее зависимости от температуры нужно в формулу истинной теплоемкости (2-18) вместо t подставить полусумму температур $\frac{t_1 + t_2}{2}$.

Затем, чтобы вычислить количество тепла q (2-19), нужно найденную теплоемкость умножить на разность $(t_2 - t_1)$.

Если нагревание происходит от 0°C до какой-либо температуры t , то при рассматриваемой прямолинейной зависимости $c = f(t)$, на основании изложенного правила можно написать

$$c_m^t = a + \frac{b(0+t)}{2}$$

или

$$c_m = a + \frac{b}{2} t. \quad (2-21)$$

В отличие от (2-20) это — «*средняя теплоемкость от 0° до t°* » или просто «*средняя теплоемкость*». Очень часто в справочниках вместо истинной теплоемкости газов (2-18) приводят формулы для этой средней теплоемкости (форм. 2-21).

Сравнивая (2-21) с формулой для истинной теплоемкости (2-18), устанавливаем, что у средней теплоемкости коэффициент при t в два раза меньше, чем у истинной. Исходя

из этого, а также из сравнения (2-20') и (2-21), устанавливаем такое правило:

для нахождения нужной в расчетах средней теплоемкости в пределе $t_1 \div t_2$ (c_m) по средней от нуля до t нужно в формулу средней теплоемкости вместо t подставить сумму температур $t_1 + t_2$ (см. пример 2-6).

В табл. 2-8 приведены формулы средних молярных теплоемкостей и найденные по ним средние теплоемкости на 1 кг и 1 м³ (табл. 2-9). Табл. 2-8 получена обработкой данных табл. 2-7 способом наименьших квадратов.

ТАБЛИЦА 2-8

Молярная средняя теплоемкость газов

Газ	В пределах от 0° до 1500°C
O ₂	$\mu c_p = 7,0338 + 0,0008342 t$ $\mu c_v = 5,0478 + 0,0008342 t$
N ₂	$\mu c_p = 6,8514 + 0,0005925 t$ $\mu c_v = 4,8654 + 0,0005925 t$
CO	$\mu c_p = 6,8898 + 0,0006481 t$ $\mu c_v = 4,9038 + 0,0006481 t$
Воздух	$\mu c_p = 6,8876 + 0,0006433 t$ $\mu c_v = 4,9016 + 0,0006433 t$
H ₂ O	$\mu c_p = 7,8881 + 0,0013376 t$ $\mu c_v = 5,9021 + 0,0013376 t$
CO ₂	$\mu c_p = 9,1712 + 0,0025286 t$ $\mu c_v = 7,1852 + 0,0025286 t$
В пределах от 0° до 600°C	
CO ₂	$\mu c_p = 8,7186 + 0,0039679 t$ $\mu c_v = 6,7326 + 0,0039679 t$
В пределах от 600° до 1500°C	
CO ₂	$\mu c_p = 10,0273 + 0,0017539 t$ $\mu c_v = 8,0413 + 0,0017539 t$

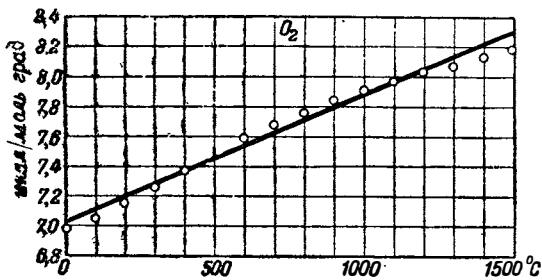
На фиг. 2-12, 2-13, 2-14, 2-15, 2-16, 2-17 данные табл. 2-8 представлены в виде графиков и на них же кружками отмечены значения теплоемкостей по криволинейным зависимостям. По положению кружков можно судить о точности прямолинейных зависимостей.

ТАБЛИЦА 2-9

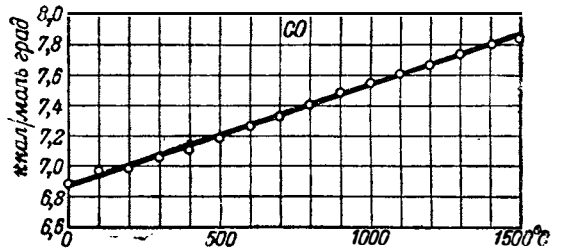
Средняя теплоемкость газов

В пределах от 0° до 1500°С

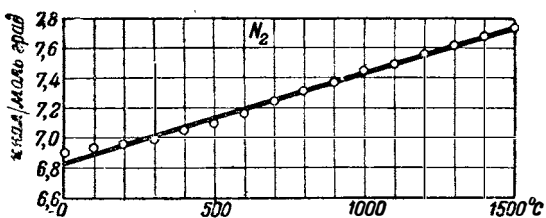
Газ	Весовая теплоемкость, ккал/кг град	Объемная теплоемкость, ккал/м ³ град
O ₂	$c_{pm} = 0,2198 + 0,00002544 t$ $c_{vm} = 0,1577 + 0,00002544 t$	$c'_{pm} = 0,3138 + 0,00003766 t$ $c'_{vm} = 0,2252 + 0,00003766 t$
N ₂	$c_{pm} = 0,2446 + 0,00002115 t$ $c_{vm} = 0,1737 + 0,00002115 t$	$c'_{pm} = 0,3057 + 0,00002643 t$ $c'_{vm} = 0,2171 + 0,00002643 t$
CO	$c_{pm} = 0,2461 + 0,00002315 t$ $c_{vm} = 0,1751 + 0,00002315 t$	$c'_{pm} = 0,3074 + 0,00002891 t$ $c'_{vm} = 0,2183 + 0,00002891 t$
Воздух	$c_{pm} = 0,2378 + 0,00002221 t$ $c_{vm} = 0,1693 + 0,00002221 t$	$c'_{pm} = 0,3073 + 0,00002869 t$ $c'_{vm} = 0,2187 + 0,00002869 t$
H ₂ O	$c_{pm} = 0,4379 + 0,0000743 t$ $c_{vm} = 0,3276 + 0,0000743 t$	$c'_{pm} = 0,3519 + 0,00005967 t$ $c'_{vm} = 0,2333 + 0,00005967 t$
CO ₂	$c_{pm} = 0,2084 + 0,00005747 t$ $c_{vm} = 0,1633 + 0,00005747 t$	$c'_{pm} = 0,4092 + 0,0001128 t$ $c'_{vm} = 0,3206 + 0,0001128 t$
В пределах от 0° до 600°С		
CO ₂	$c_{pm} = 0,1982 + 0,00009018 t$ $c_{vm} = 0,1530 + 0,00009018 t$	$c'_{pm} = 0,389 + 0,000177 t$ $c'_{vm} = 0,3004 + 0,000177 t$
В пределах от 600° до 1500°С		
CO ₂	$c_{pm} = 0,2279 + 0,00003986 t$ $c_{vm} = 0,1828 + 0,00003986 t$	$c'_{pm} = 0,4474 + 0,00007824 t$ $c'_{vm} = 0,3588 + 0,00007824 t$



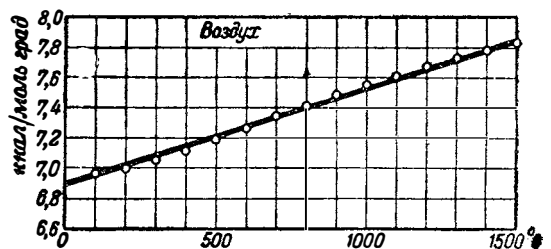
Фиг. 2-12.



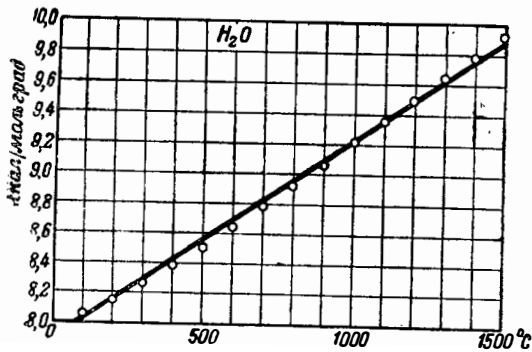
Фиг. 2-14.



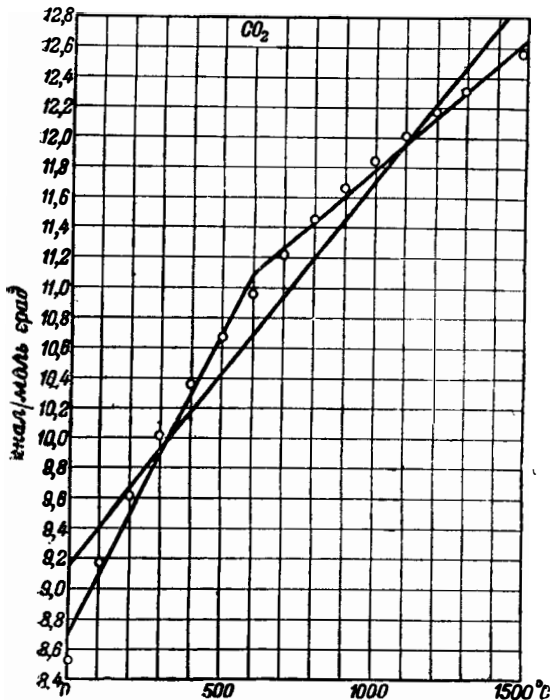
Фиг. 2-13.



Фиг. 2-15.



Фиг. 2-16.



Фиг. 2-17.

2-3. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

Пусть задана смесь весового состава g_1, g_2, \dots, g_n . Для того, чтобы нагреть 1 кг этой смеси на 1°C , нужно температуру каждого компонента повысить на 1°C , на что будет затрачено $g_k c_k$ тепла; для всей же смеси количество тепла, т. е. ее теплоемкость, составит

$$c_{см} = \sum_1^n g_k c_k. \quad (2-22)$$

Значения c_k берут из соответствующих таблиц. Объемную теплоемкость в этой задаче

можно вычислить по формуле (2-2''), найдя $\gamma_{см}$ по формуле (1-50).

Если смесь задана ее относительным объемным составом, то из тех же соображений

$$c'_{см} = \sum_1^n \gamma_k c'_k. \quad (2-23)$$

Весовую теплоемкость в этом случае находят по той же формуле (2-2'').

Если требуется вычислить молярную теплоемкость смеси по ее молярному составу, который также мы обозначаем буквой r , то, очевидно, нужно это делать по такой формуле:

$$\mu c_{см} = \sum r_k \mu c_k \quad (2-24)$$

(см. примеры 2-9, 2-10).

Пример 2-1. Определить теплоемкость азота c'_v , считая ее постоянной.

По § 2-1 находим для двухатомного газа $\mu c_v = 5$ ккал/моль град. Отсюда для азота и для каждого другого двухатомного газа

$$c'_v = \frac{5}{22,4} = 0,223 \text{ ккал/нм}^3 \text{ град.}$$

Пример 2-2. Вычислить теплоемкость $c_p \text{CO}_2$ и $c'_v \text{CO}_2$, считая ее постоянной.

По § 2-1 находим для трехатомного газа $\mu c_p = 9$ ккал/моль град. Отсюда

$$c_p \text{CO}_2 = \frac{9}{44} = 0,204 \text{ ккал/кг град.}$$

Для этого газа и для другого трех- и многоатомного газа

$$c'_v = \frac{7}{22,4} = 0,312 \text{ ккал/нм}^3 \text{ град.}$$

Пример 2-3. Вычислить среднюю теплоемкость $c_{см}$ и $c'_{см}$ углекислого газа при постоянном объеме между 0° и 500°C , считая зависимость от температуры криволинейной. Из главы третьей [формула (3-32)] узнаем, что

$$\mu c_p - \mu c_v = 1,986 \text{ ккал/моль град.}$$

Пользуясь табл. 2-5, находим:

$$\mu c_v = \mu c_p - 1,986 = 10,688 - 1,986 = 8,702 \text{ ккал/моль град.}$$

Отсюда

$$\frac{c_{см}}{0} = \frac{8,702}{44} = 0,1975 \text{ ккал/кг град;}$$

$$\frac{c'_{см}}{0} = \frac{8,702}{22,4} = 0,388 \text{ ккал/нм}^3 \text{ град.}$$

Пример 2-4. Вычислить теплосодержание 1 нм³ углекислого газа при 1000°C и внутреннюю энергию 1 кг кислорода при $t = 100^\circ\text{C}$.

Согласно (2-17') и табл. 2-7 находим:

$$i = \frac{t}{0} c_{pм} t = 0,5288 \cdot 1000 = 528,8 \text{ ккал/нм}^3.$$

Для вычисления внутренней энергии кислорода предварительно вычисляем c_{vm}^{100} . Пользуясь табл. 2-5, находим для O_2 при $100^\circ C$:

$$\mu c_{vm} = \mu c_p - 1,986 = 7,049 - 1,986 = 5,063 \text{ ккал/моль град.}$$

Отсюда

$$\frac{100}{0} c_{vm} = \frac{5,063}{32} = 0,158 \text{ ккал/кг град}$$

и внутренняя энергия

$$u = c_{vm} t = 0,158 \cdot 100 = 15,8 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 2-5. Вычислить количество тепла для подогрева 1 нм^3 воздуха от 400° до $1000^\circ C$ при $p = \text{const}$, считая зависимость теплоемкости от температуры криволинейной.

По формуле (2-17') и табл. 2-7 находим:

$$q_p = c_{pm}^{t_2} t_2 - c_{pm}^{t_1} t_1 = [0,3367 \cdot 1000 - 0,3175 \cdot 400];$$

$$q_p = 336,7 - 127,0 = 209,7 \text{ ккал.}$$

Пример 2-6. Найти среднюю теплоемкость c_{pm} и c'_{vm} между $t_1 = 200^\circ C$ и $t_2 = 800^\circ C$ для CO , считая зависимость от температуры прямолинейной.

По табл. 2-9 и формуле (2-20') имеем:

$$c_{pm} = 0,2461 + 0,00002315 t;$$

$$c_{pm} = 0,2461 + 0,00002315 (200 + 800) = 0,2461 + 0,0232 = 0,2693 \text{ ккал/кг град.}$$

$$c'_{vm} = 0,2188 + 0,00002891 t;$$

$$c'_{vm} = 0,2188 + 0,00002891 \cdot 1000 = 0,2188 + 0,0289 = 0,2477 \text{ ккал/нм}^3 \text{ град.}$$

Пример 2-7. Написать зависимость истинной теплоемкости c_p от температуры для воздуха, считая ее прямолинейной.

У истинной теплоемкости коэффициент b при t в 2 раза больше, чем у средней, поэтому на основании табл. 2-9 находим:

$$c_p = 0,2378 + 2 \cdot 0,00002221 t;$$

$$c_p = 0,2378 + 0,00004442 t.$$

Пример 2-8. Найти прямолинейную зависимость теплоемкости c'_{vm} азота от абсолютной температуры.

На основании табл. 2-9 находим:

$$c'_{vm} = 0,2171 + 0,00002643 t = 0,2171 + 0,00002643 (T - 273).$$

После раскрытия скобок и приведения подобных членов получаем:

$$c'_{vm} = 0,2099 + 0,00002643 T.$$

Эта зависимость верна в пределе температур

$$273^\circ K \div 1773^\circ K \text{ (см. табл. 2-9).}$$

Пример 2-9. Найти среднюю теплоемкость c'_{pm} между 400° и $600^\circ C$ для смеси следующего объемного состава (зависимость от температуры прямолинейная): $CO_2 = 12,3\%$; $N_2 = 80,5\%$; $O_2 = 7,2\%$.

Сначала найдем зависимость в общем виде: по формуле (2-23) и табл. 2-9 имеем:

$$c'_{pm} = \sum_1^n c'_{pmk} r_k = c'_{pm CO_2} r_{CO_2} + c'_{pm N_2} r_{N_2} + c'_{pm O_2} r_{O_2}.$$

$$c'_{pm} = (0,4092 + 0,0001128 t) 0,123 + (0,3057 + 0,00002643 t) \times \times 0,805 + (0,3138 + 0,00003766 t) 0,072.$$

После раскрытия скобок и приведения подобных членов получаем:

$$c'_{pm} = 0,3188 + 0,00006235 t.$$

Для частного случая между 400° и $600^\circ C$ находим:

$$c'_{pm} = 0,3188 + 0,00006235 \cdot 1000 = 0,3821 \text{ ккал/нм}^3 \text{ град.}$$

Пример 2-10. Для заданного в примере 2-9 состава найти количество тепла при нагреве 1 кг от 200° до $1000^\circ C$ при $p = \text{const}$ и криволинейной зависимости теплоемкости от температуры.

Пользуясь формулой (2-17'), находим:

$$q_p = c'_{pm}^{t_2} t_2 - c'_{pm}^{t_1} t_1 = \sum_1^n c'_{pmk} r_k t_2 - \sum_1^n c'_{pmk} r_k t_1;$$

$$q_p = \left(c'_{pm CO_2} r_{CO_2} + c'_{pm N_2} r_{N_2} + c'_{pm O_2} r_{O_2} \right) t_2 - \left(c'_{pm CO_2} r_{CO_2} + c'_{pm N_2} r_{N_2} + c'_{pm O_2} r_{O_2} \right) t_1.$$

Подставляя сюда значения теплоемкостей из табл. 2-7, находим:

$$q_p = (0,5288 \cdot 0,123 + 0,3325 \cdot 0,805 + 0,3529 \cdot 0,072) 1000 - (0,4290 \cdot 0,123 + 0,3106 \cdot 0,805 + 0,3190 \cdot 0,072) 200;$$

$$q_p = 358 - 65 = 293 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 2-11. Для криволинейной зависимости

$$c = a + bt + et^2$$

найти c_m и c'_m .

Значение средней теплоемкости должно удовлетворять уравнению

$$c'_m (t_2 - t_1) = \int_{t_1}^{t_2} c dt.$$

Из этого уравнения после внесения в него зависимости (а) получаем

$$c'_m = \frac{\int_{t_1}^{t_2} (a + bt + et^2) dt}{t_2 - t_1}.$$

Решение этого уравнения дает после интегрирования и подстановки пределов

$$c'_m = a + b \frac{t_1 + t_2}{2} + e \frac{t_1^2 + t_1 t_2 + t_2^2}{3}.$$

Если $t_1 = 0$, а $t_2 = t$, то

$$c_m = a + \frac{b}{2}t + \frac{e}{3}t^2.$$

Пользуясь этой формулой, можно по известной из опыта или найденной теоретическим путем криволинейной зависимости (а) найти значения средних теплоемкостей от 0 до t .

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 2-1. Считая теплоемкость величиной постоянной, вычислить для аргона c_p , для аммиака c_v , для аргона c_v , для окиси углерода c_p и указать, какие газы еще будут иметь такую же теплоемкость; вычислить для ацетилена c_p .

Задача 2-2. Взята смесь газов следующего относительного весового состава:

$$g_{O_2} = 0,3; \quad g_{N_2} = 0,2; \quad g_{CO_2} = 0,5.$$

Считая $c_p = \text{const}$, найти ее значение для заданной смеси на 1 кг и 1 м^3 .

Задача 2-3. Найти теплосодержание и внутреннюю энергию кислорода при 100° и 600°C на 1 кг и 1 м^3 .

Задача 2-4. Воздух охлаждается от 800° до 100°C в процессе с постоянным давлением. Считая зависи-

мость $c = f(t)$ криволинейной, подсчитать теряемое им количество тепла на 1 кг и 1 м^3 .

Задача 2-5. Дымовые газы поступают в первый ход котла при $t_1 = 1200^\circ\text{C}$, а выходят при $t_2 = 800^\circ\text{C}$. Состав газов по объему:

$$r_{CO_2} = 12\%; \quad r_{O_2} = 5\%; \quad r_{H_2O} = 80\%;$$

остальное азот. Вычислить, какое количество тепла теряет 1 м^3 газовой смеси, считая зависимость $c = f(t)$ криволинейной.

Задача 2-6. Считая зависимость $c = f(t)$ прямолинейной, найти истинную теплоемкость CO_2 при 1000°C на 1 кг и 1 м^3 . Найти для этого же газа среднюю теплоемкость c_{pm} и c'_{pm} от 0° до 1000°C и сравнить полученное значение с таковым же для криволинейной зависимости.

Задача 2-7. Для прямолинейной зависимости $c = f(t)$ найти среднюю теплоемкость c'_{pm} и c_{vm} азота между 500° и 1500°C .

Задача 2-8. Найти прямолинейную зависимость средней теплоемкости c_{pm} и c'_{pm} от температуры для смеси объемного состава

$$CO_2 = 12\%, \quad O_2 = 6\%, \quad H_2O = 5\%,$$

остальное—азот. Для заданной смеси найти среднюю теплоемкость между 200° и 800°C .

Задача 2-9. Найти зависимость c_{pm} для CO_2 от абсолютной температуры.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЕ К ФИЗИЧЕСКИМ ПРОЦЕССАМ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

3-1. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ.

ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ТЕПЛОВОЙ И МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ, ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Переход механической энергии в тепловую был известен человеку с ранних ступеней его развития. Однако, этот факт сам по себе долгое время не привлекал внимания и не послужил толчком к развитию человеческих знаний, потому что он не был связан с развитием производительных сил.

Иной результат для развития человеческих знаний имел обратный процесс — переход тепловой энергии в механическую.

Потребность в механической энергии росла с ростом производительных сил общества. Когда в рамках производства роль мускульной силы людей и животных была исчерпана, человек начал использовать энергию падения воды. Однако, в этом случае размещение предприятий, потребляющих механическую энергию, связано было с берегами рек. Бурное развитие производительных сил началось тогда, когда для получения механической энергии была использована тепловая энергия. Весь XVIII век полон попыток создать машину, которая была бы способна удовлетво-

рять все возрастающие потребности в механической энергии для приведения в движение заводских машин.

Впервые такую машину построил Иван Иванович Ползунов (1723—1766) — первый русский теплотехник¹. Однако, в условиях крепостнических отношений дело Ползунова заглохло.

В Западной Европе к концу XVIII века в результате работ Ньюкомена, Смитона и, наконец, Джемса Уатта была создана паровая машина, при помощи которой удалось превращать тепло топлива в механическую энергию. Появление такой машины и еще несколько раньше явление выделения теплоты при сверлении стволов, пушек (Румфорд) привлекли внимание исследователей к тепловым явлениям и к связи теплоты с механической энергией. Наблюдения Румфорда (1753—1814) и Джоуля (1940) привели к установлению эквивалентности между механической и тепловой энергией. Еще раньше мысль о связи тепловой и механической энергии была

¹ В. В. Данилевский, И. И. Ползунов. Труды и жизнь первого русского теплотехника, изд. Академии наук СССР, 1940 г.

высказана Ломоносовым¹. Работы Гирна показали эквивалентность и при обратном явлении — переходе тепловой энергии в механическую. Наконец, в 1842 г., главным образом, благодаря работам Майера (1842) и Гельмгольца (1847), был установлен закон сохранения и превращения энергии, являющийся в настоящее время основным законом естествознания.

Шедшее параллельно с этим развитие кинетической теории материи (Клаузиус, 1822—1888) дало возможность объяснить закон сохранения и превращения энергии как переход одной формы движения в другую и установить таким образом не только количественное, но и качественное содержание открытого закона. С этой точки зрения устанавливается такая связь: энергию движения больших тел — макротел — называют механической энергией; тепловой энергией — энергию неупорядоченного движения микротел; следовательно, тепловая энергия есть особая форма механической энергии. Отсюда становится понятным эквивалентность при взаимных превращениях механической и тепловой энергии. В этом и заключается содержание первого закона термодинамики, который можно формулировать так:

во всех тех случаях, когда исчезает некоторое количество тепла, возникает вполне определенное количество механической энергии (в виде совершенной работы) и, наоборот, при совершении какой-либо работы (за счет расходуемого при этом некоторого количества механической энергии) появляется соответствующее ей количество тепловой энергии.

Математически это можно записать так:

$$Q = AW. \quad (3-1)$$

Здесь Q — исчезнувшее количество тепла; W — совершенная механическая работа; A — коэффициент пропорциональности, зависящий от выбранных единиц измерения обоих видов энергии.

Таким образом, первый закон термодинамики устанавливает количественную связь между энергиями различных качеств при их взаимных превращениях. Молекулярно-кинетическая теория объясняет наличие этой связи единством природы обоих видов энергии. Из изложенного видно, что первый закон термодинамики есть частный случай закона сохранения энергии.

динамики есть частный случай закона сохранения энергии.

В XVIII веке в науку был введен закон сохранения вещества (массы), утверждающий постоянство массы вне зависимости от изменений, происходящих в рассматриваемой системе.

В начале XX века Эйнштейн установил количественную связь между энергией и массой; эта связь определяется коэффициентом пропорциональности, равным квадрату скорости света. Такое большое значение коэффициента пропорциональности говорит о соответствии огромных количеств энергии едва ощутимым количествам массы. Преобразования энергии и массы связаны с внутриядерными процессами; в обычных физических и химических процессах они ничтожны и не учитываются.

Открытие Эйнштейна дает основания для объединения закона сохранения энергии и закона сохранения вещества (массы) в единый фундаментальный закон природы — закон сохранения материи.

Эквивалентность различных видов энергии является основанием измерения их одной и той же единицей. Так, за единицу механической энергии (также и работы, так как работа и энергия эквивалентны) принимают килоджоуль, равный 10^{10} эргам. За единицу измерения тепла принимают количество тепла, появляющееся при совершении одного килоджоуля работы, и называют это количество тепла также килоджоулем.

Однако, исторически установились и другие единицы тепла и работы, а именно — для теплоты калория, а для работы — килограмметр (в технической системе мер); при этом калория (большая), обозначаемая по ОСТ 6259 — ккал, практически (с точностью до 0,02%) равна количеству теплоты, потребному для нагревания 1 кг воды от 19,5 до 20,5° С (так называемая двадцатиградусная калория) при нормальном атмосферном давлении. Количество работы, совершенное за счет исчезнувшей одной калории тепла, можно принять за единицу измерения работы и назвать это количество работы калорией. Аналогично, за единицу тепла можно принять такое его количество, которое эквивалентно одному килограмметру работы. Это количество тепла назовем килограмметром.

Количественную связь между большой калорией и килограмметром устанавливают опытным путем. Так, установлен механический эквивалент тепла, определяющий количество механической работы (в кдж), которое можно

¹ См. сноску на стр. 8.

совершить за счет исчезнувшей (эквивалентное) одной калории тепла.

Таких опытов было поставлено большое количество. Исторически они служили основанием к установлению первого закона термодинамики; в настоящее же время они служат способом установления соотношения между различными единицами измерения теплоты и работы. Описание соответствующих опытов приводится в курсах физики.

По последним данным значение механического эквивалента тепла равно $426,4 \text{ кгм/ккал}$, т. е. одной большой калории тепла (стандартной калории), превращенной в механическую работу, соответствует $426,4 \text{ кгм}$. Эта величина обозначается буквой J . Обратная ей величина, носящая название *термического эквивалента работы*, равна $\frac{1}{426,4} \text{ ккал/кгм}$.

Эту величину обозначают буквой A .

Как видно, численные значения механического эквивалента тепла и термического эквивалента работы зависят от единиц, при помощи которых измеряют количества теплоты и работы. Если то и другое измерять одними и теми же единицами, тогда механический эквивалент тепла будет равен термическому эквиваленту работы и каждый из них будет равен единице, т. е. в этом случае

$$A = J = 1.$$

Приведем и другие единицы измерения работы и тепла. Как известно мощность двига-

теля или какого-либо другого источника энергии измеряют работой, совершаемой в единицу времени. За единицу мощности при этом принимают мощность такого источника, который дает один килограмметр в одну секунду (кгм/сек). Практическими единицами мощности служат *лошадиная сила* и *киловатт*, причём

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

$$1 \text{ квт} = 102 \text{ кгм/сек}.$$

Отсюда за единицу работы можно принять такое ее количество, которое можно совершить при мощности 1 л. с. в течение 1 часа или при мощности 1 квт в течение 1 часа . Первая единица носит название *силочас*, вторая — *киловаттчас* (квтч).

На основании изложенного заключаем, что для измерения работы и тепла можно пользоваться следующими единицами: килоджоуль, килокалория, килограмметр, силочас, килловаттчас.

Так как энергия и работа эквивалентны, то этими же единицами можно измерять и энергию. Между принятыми единицами существуют соотношения, приводимые в табл. 3-1.

При написании уравнений в общем виде можно считать, что все члены уравнения измерены в одних и тех же единицах измерения и поэтому можно не вводить в эти уравнения переводных множителей. Так в литературе часто и поступают.

В технической термодинамике, где различные виды энергии принято измерять в

ТАБЛИЦА 3-1

	Килоджоуль	Килокалория ^а (электрическая)	Килокалория ^б (стандартная)	Килограмметр	Килловатт-час (международный) ¹	Силочас
Килоджоуль	1	0,2388	0,2391	102,0	0,0002777	0,0003777
Килокалория (электрическая) ²	4,187	1	1,0012	426,9	0,001163	0,001581
Килокалория (стандартная) ²	4,182	0,99807	1	426,4	0,001161	0,001579
Килограмметр	0,009807	0,002342	0,002345	1	0,00002723	0,00003704
Килловаттчас (международный) ¹	3,601	860	861,1	3 7200	1	1,330
Силочас	2,648	632,3	633,1	270 000	0,7353	1

¹ Международный килловаттчас определяется как часовая работа, создаваемая силой тока в 1 а при напряжении в 1 в . Он составляет $1,00019$ абсолютного килловаттчаса, который соответствует $3 600 \text{ кдж}$. В силу этого и получается, что 1 квтч международный соответствует $3 601 \text{ кдж}$ вместо $3 600$ для абсолютного килловаттчаса.

² Международная конференция по таблицам водяного пара в Лондоне в 1929 г. приняла в качестве единицы тепла так называемую *электрическую килокалорию*, равную $\frac{1}{860}$ международного килловаттчаса. Это постановление было подтверждено 2-й Международной энергетической конференцией в Берлине и 3-й конференцией в Вашингтоне в 1934 г. Ввиду важности вопроса здесь приводятся обе калории — электрическая и стандартная (ОСТ 6259).

своих единицах измерения, переводные множители обычно в уравнения вводят, и мы вынуждены это делать в настоящей книге, считаясь с укоренившейся практикой.

3-2. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Состояние газа и процессы изменения состояния. Преобразования механической энергии в тепловую и тепловой в механическую сопровождаются обычно изменением состояния рабочего тела, при помощи которого эти преобразования совершаются.

Под физическим состоянием или, кратко, *состоянием тела*, разумеют совокупность физических свойств, которые присущи телу в данный момент; из последних наибольшее значение имеют для нас *давление, температура и удельный объем*. Эти величины называют *параметрами состояния*. От вводимого здесь понятия *состояние тела* необходимо отличать понятие *агрегатное состояние* (твердое, жидкое, газообразное).

Уравнение вида

$$F(p, v, T) = 0, \quad (3-2)$$

дающее связь между параметрами состояния газа, называется *характеристическим*. Поскольку это уравнение всегда относят к количеству газа, заключенному в определенном конечном объеме, оно предполагает, что по всей массе газа каждый из параметров имеет одинаковое значение, т. е. в различных частях объема данного газа имеются одинаковое давление, одинаковая концентрация молекул и одинаковая их средняя кинетическая энергия. Такое состояние газа будем называть *установившимся* или *равновесным состоянием*. Только для такого установившегося состояния может быть написано характеристическое уравнение.

Системой тел, или просто *системой*, называется совокупность тел, находящихся во взаимодействии друг с другом. Систему называют *термически изолированной*, если она не может обмениваться теплом с внешним по отношению к ней пространством.

Если газ переходит из некоторого состояния, характеризуемого параметрами p_1, v_1, T_1 , в другое, характеризуемое новыми параметрами p_2, v_2, T_2 , то совершается *процесс изменения состояния газа*. Однако, не все параметры обязательно должны менять при этом свои значения. Некоторые из них могут оставаться постоянными, и при этом все же имеет место процесс изменения состояния газа.

В этой главе будет идти речь о таких про-

цессах, в которых сама молекула газа не претерпевает изменений, т. е. о *физических процессах* изменения состояния, иначе говоря, здесь будет идти речь о процессах без химических превращений.

Процесс может происходить таким образом, что в каждый отдельный момент газ будет находиться в равновесном состоянии; такой процесс называется *равновесным процессом*; в противном случае процесс называется *неравновесным*.

Графическое изображение состояния газа и процессов изменения состояния. Для целей изучения процессов изменения состояния газа удобно пользоваться графическим методом. Характеристическое уравнение, или, как его еще называют, *уравнение состояния*, в системе координат p, v, T представляет собой уравнение поверхности. Всякому состоянию газа соответствует определенная точка на этой поверхности. Такая точка носит название *фигуративной точки*.

Для идеального газа характеристическое уравнение имеет вид

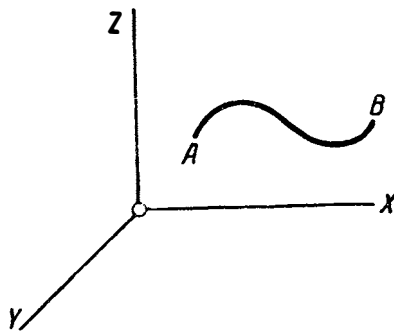
$$pv = RT.$$

Если взять ряд бесконечно близких состояний газа, то в избранных координатах изменение состояния газа изобразится линией AB (фиг. 3-1), лежащей на поверхности, уравнение которой

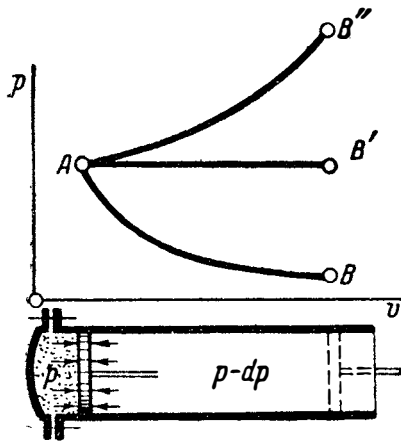
$$F(p, v, T) = 0.$$

Линия AB , изображающая изменение параметров в процессе, называется *кривой процесса* или *путем процесса*. Каждая точка этой линии характеризует установившееся равновесное состояние тела. Таким образом, *только равновесные процессы могут быть изображены графически*. Лишь условно, если в дальнейшем это будет необходимо, мы будем неравновесные процессы изображать графически.

Пользование пространственной системой координат представляет ряд неудобств, поэто-



Фиг. 3-1



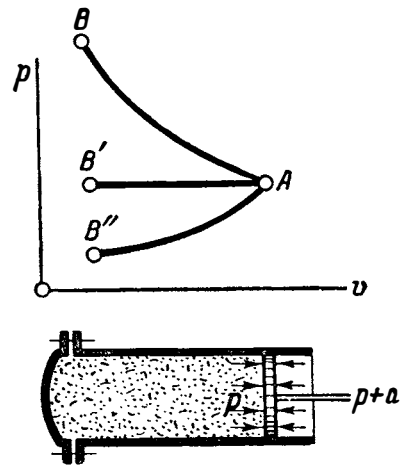
Фиг. 3-2.

му обычно пользуются системой координат на плоскости, что дает возможность следить за изменением *двух* каких-либо параметров. Значение третьего параметра для каждой точки процесса может быть определено аналитически из характеристического уравнения.

Особенно удобно пользоваться системой координат, связывающей изменения давления газа с изменением его удельного объема. Процесс изменения состояния газа может быть осуществлен в цилиндре с подвижным поршнем, как это показано на фиг. 3-2. Объем газа при этом изменяется пропорционально перемещению поршня; эти значения откладывают по оси абсцисс. Давление газа при том или ином положении поршня откладывают по оси ординат. Получающаяся при этом диаграмма носит название *p-v*-диаграммы (фиг. 3-2). Кривая *AB*, изображающая в *p-v*-диаграмме процесс изменения состояния газа от точки *A*, характеризуемой параметрами p_1, v_1 , до точки *B*, характеризуемой параметрами p_2, v_2 , носит название *кривой расширения* газа, если $v_2 > v_1$.

Процесс расширения газа, начальное состояние которого характеризуется точкой *A*, может протекать также и по *AB'* и *AB''*, т. е. так, что давление при этом может оставаться постоянным и даже увеличиваться. В самом деле, процесс расширения газа есть не что иное, как процесс уменьшения концентрации молекул газа. По основному уравнению кинетической теории (1-7) при уменьшении концентрации n газа давление его p будет уменьшаться, увеличиваться или оставаться постоянным в зависимости от того, как будет изменяться

член $\frac{m\omega^2}{2}$, что будет зависеть от того, в каком



Фиг. 3-3.

количестве подводят или отводят тепло от газа во время перемещения поршня.

Так как

$$n = \frac{N}{V},$$

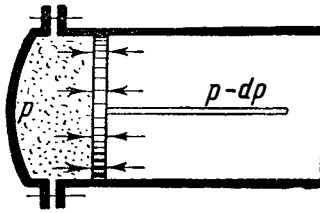
где N — общее число молекул, которое в процессе остается постоянным, то единственным признаком расширения газа будет увеличение параметра v , т. е. объема газа, но не уменьшение его давления.

Кривая *AB* (фиг. 3-3), изображающая в *p-v*-диаграмме изменение 1 кг газа от точки *A* с параметрами p_1, v_1 до точки *B* с параметрами p_2, v_2 , носит название *кривой сжатия*, если $v_2 < v_1$.

Процесс сжатия газа может протекать и по *AB'* и *AB''*, т. е. при давлении, остающемся постоянным или при понижающемся. Так как процесс сжатия газа есть не что иное, как процесс увеличения концентрации молекул, то единственным признаком этого процесса по предыдущему будет уменьшение объема. Давление газа при сжатии может принимать какие угодно значения в зависимости от того, какое количество тепла подводят или отводят от газа при перемещении поршня.

Условимся придавать параметрам начальной точки процесса значок 1, конечным — значок 2; таким образом начальные параметры процесса всегда будут p_1, v_1, T_1 и т. д.; конечные параметры процесса p_2, v_2, T_2 и т. д.

Работа газа. Пусть в цилиндре с поршнем (фиг. 3-4) заключен 1 кг газа, удельный объем которого v , давление p . При равенстве давления газа и внешнего давления объем газа будет оставаться неизменным. Если каким-либо образом создать между давле-



Фиг. 3-4.

нием газа и внешним давлением бесконечно малую разность, то поршень переместится вправо, и объем газа увеличится; при этом газ совершит работу; эта работа называется *работой расширения* газа. Если, наоборот, создать превышение внешнего давления над давлением газа, то поршень переместится влево, объем газа уменьшится; в этом случае, как говорят, *внешняя среда совершает работу над газом*. Эта работа называется *работой сжатия*.

Обратимые и необратимые процессы.

Термодинамика в первую очередь рассматривает равновесные состояния и равновесные процессы. Только для таких состояний и только для таких процессов термодинамика знает характеристические уравнения и уравнения процессов изменения состояния.

Изучаемые в термодинамике равновесные процессы обладают особым свойством, их характеризующим. Свойство это обнаруживается из следующего.

Рассмотрим изолированную систему, состоящую из резервуара, или, как говорят, *источника тепла*, T , газа в цилиндре с поршнем и аккумулятора энергии M (фиг. 3-5). Источник тепла (например, какое-либо очень большое нагретое тело) может приходить в соприкосновение с газом и при этом отдавать или воспринимать от него тепло. Аккумулятор энергии представим себе в виде массивного колеса, маховика M , сидящего на валу, который связан со штоком поршня при помощи особого механизма, служащего для превращения возвратно-поступательного движения поршня во вращательное движение маховика. Процесс восприятия энергии сопровождается увеличением скорости вращения маховика, т. е. увеличением его живой силы; наоборот, при отдаче энергии маховиком скорость его вращения уменьшается.

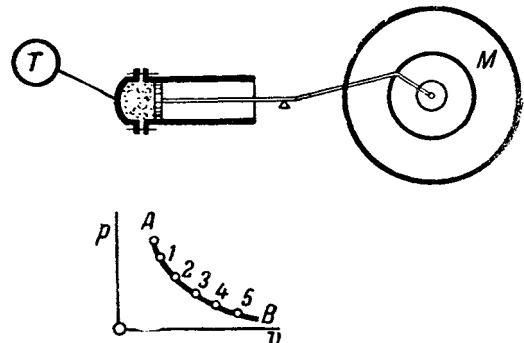
Предоставим газу возможность расширяться, проходя через ряд равновесных состояний, которые в диаграмме p дают кривую $A-1-2-3-4-5-B$. Получаемая при этом механическая энергия пойдет на увеличение скорости вращения

маховика и будет в нем запасаться в виде живой силы. Проведем теперь процесс в обратном направлении от точки B к A по кривой $B-5-4-3-2-1-A$; если при этом окажется возможным накопившуюся в аккумуляторе M механическую энергию целиком затратить на сжатие газа, а в источник тепла T вернуть такое же количество тепла, какое было взято в прямом процессе, то процесс AB следует назвать *обратимым процессом*. Если же обратный процесс будет протекать таким образом, что в нем обнаружится невозможность приведения *всех* без исключения частей системы (источник тепла, рабочее тело, резервуар энергии) в первоначальное состояние, то процесс AB следует назвать *необратимым*. Таким образом, обратимый процесс можно провести в обратном направлении и притом так, чтобы в результате не получилось никаких изменений во всех элементах, принимающих в нем участие. О таких процессах говорят, что они при своем обращении не производят в мире никаких изменений. Эта особенность может служить определением обратимых процессов.

Выясним условия, которые необходимо создать, чтобы процесс был обратимым. Прежде всего, для того, чтобы процесс мог быть проведен в обратном направлении через все состояния прямого, он должен быть равновесным, т. е. в течение всего процесса в каждый момент параметры должны быть одинаковы по всей массе газа.

В отношении давления это будет соблюдено, если скорость поршня будет бесконечно медленной, так как в этом случае изменения давления в газе будут успевать распространяться и значения по всей массе газа для каждого отдельного положения поршня будут одинаковыми.

Такой обратимый процесс изменения состояния как бы складывается из бесконечно боль-



Фиг. 3-5.

шого количества отдельных состояний *механического равновесия* между газом и внешней средой. Предположим обратное. Пусть поршень передвинется вправо не с бесконечно малой, а с конечной скоростью. Тогда в части газа, близкой к поршню, в первое мгновение установится давление меньше, чем в остальной части; если при обратном протекании процесса в этом месте произвести такое же передвижение поршня в обратную сторону, то в части газа, близкой к поршню, давление будет большее, чем в остальной массе газа. А это значит, что при обратном протекании процесса газ не пройдет через те же состояния, что в прямом процессе, и обратимость не будет осуществлена.

Выравнивание конечной разности давлений в газе будет сопровождаться видимым движением его внутри цилиндра и, как следствие этого, трением внутри газа. Наличие трения несовместимо с понятием обратимости. Действительно, пусть в обратимом процессе подведено q килокалорий тепла и совершено w единиц работы; при обращении этого процесса возможно будет затратить w единиц механической энергии и источнику тепла вернуть q килокалорий. Наличие же трения вызовет в прямом процессе затрату некоторой части полученной энергии w и превращение ее в тепло; но и при обратном протекании процесса на трение вновь будет затрачена некоторая доля механической энергии. В результате, чтобы вернуть рабочее тело в прежнее состояние, придется затратить большее количество механической энергии, чем было получено в прямом процессе, и придать источнику тепла большее количество тепла, чем от него было ранее отнято, т. е. процесс с трением будет необратим.

Все действительные процессы протекают при конечных скоростях, поэтому они необратимы. Однако, следует сказать, что наличие конечных скоростей не сильно отклоняет действительные процессы от обратимых процессов, так как изменения давления в газе распространяются очень быстро, вследствие чего обычно не получается заметных разностей в значениях давления по всей массе газа.

Переходим к рассмотрению соотношения между температурой источника и температурой газа.

Для того, чтобы имел место переход тепла от источника к газу, между ними должна существовать разность температур. Пусть температура источника постоянна и равна T , а температура газа равна $T - \Delta T$; примем, что

во время процесса ΔT , изменяясь, сохраняет все время конечное значение. Если теперь повести процесс в обратном направлении, то тепло от рабочего тела, имеющего меньшую температуру, не пойдет к источнику, температура которого выше. Поэтому, если даже удастся провести тело обратно через все стадии прямого процесса, то источник тепла не вернется в прежнее состояние, так как ему не возвратится отданное им тепло. Если же, стремясь возвратить источник тепла в прежнее состояние, мы каким-нибудь образом повысим температуру рабочего тела, сделав ее равной $T + \Delta T$, и теперь поведем процесс в обратном направлении, то хотя и можно будет источник вернуть в прежнее положение, но процесс будет все же необратимым, так как рабочее тело не пройдет обратно через все состояния первоначального процесса.

Так как все процессы в действительности протекают при конечной разности температур между источником и рабочим телом, то все процессы необратимы.

Обратимый процесс можно представить себе лишь при условии, что температура источника все время должна быть равна температуре рабочего тела; только в этом случае источник и рабочее тело можно было вполне вернуть в их прежнее состояние. Но в этом случае невозможен переход тепла, так как нет разности температур. Очевидно, что чем меньше указанная разность температур, тем больше приближается действительный процесс к обратимому.

Поэтому и обращаются к понятию о бесконечно малых величинах, а именно: проводя процесс AB при бесконечно малой разности температур между источником тепла и рабочим телом, можно будет сколь угодно близко подойти к тому, чтобы при обращении, приведя источник тепла в прежнее состояние, вернуть и рабочее тело тоже в прежнее состояние.

Так обстоит дело, если температура тела в процессе постоянна. Тогда можно иметь *один* источник тепла. Если температура рабочего тела в процессе изменяется, то обратимый процесс возможно осуществить только в том случае, если будет не один источник тепла, а *бесконечный ряд* их с температурами, отличающимися друг от друга на бесконечно малую величину. Только в этом случае можно сколь угодно близко подойти к получению процесса, который может быть обращен с соблюдением требуемых условий, касающихся как источника тепла, так и рабочего тела.

Сообщение тепла при бесконечно малой разности температур между источником тепла и рабочим телом, необходимое для обратимости процесса, будет протекать бесконечно медленно, что обусловит одинаковость температуры по всей массе газа. Этот обратимый процесс как бы складывается из бесконечно большого количества состояний *термического равновесия* между газом и источниками тепла.

Система, в которой осуществляется обратимый процесс, должна быть термически изолированной, так что в ней не должно быть потерь тепла в окружающую среду ни посредством излучения, ни посредством теплопроводности. Это необходимо потому, что излучение и теплопроводность являются, подобно трению, процессами необратимыми.

Термодинамика занимается изучением в первую очередь обратимых процессов. Только эти последние и могут быть изображены графически, так как всякая кривая отображает ряд равновесных состояний, а из этих последних, как было сказано, складываются обратимые процессы. Изображение же необратимых процессов в диаграммах, как это будет видно в дальнейшем, носит условный характер и не всегда допустимо. Практически вместо необратимого процесса подыскивают обратимый процесс с такими же, как у первого, начальным и конечным состоянием и соответствующим тепловым эффектом.

Все аналитические зависимости в термодинамике, характеризующие процессы изменения состояния, относятся к обратимым процессам. Переход в количественном отношении от обратимых процессов к действительным, необратимым, производят путем введения эмпирических коэффициентов, учитывающих отклонения действительных процессов от обратимых.

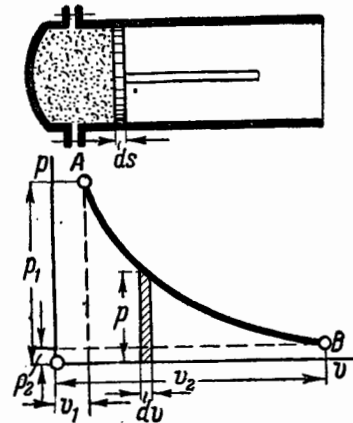
3-3. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАБОТЫ ГАЗА

Положим, что происходит обратимый процесс расширения 1 кг газа. Этот процесс в диаграмме изображается кривой *AB* (фиг. 3-6).

Разобьем этот процесс на бесконечно малые процессы, в каждом из которых давление p можно считать постоянным. Перемещение поршня в каждом из этих процессов обозначим ds , соответствующее изменение объема dV . Если сечение поршня f , то при перемещении поршня ds газ совершит бесконечно малую работу

$$dW = p f ds,$$

где pf — сила; ds — путь (известно, что работа постоянной силы на некотором пути равна произведению силы на путь, если направ-



Фиг. 3-6.

ление действия силы совпадает с направлением перемещения).

Так как

$$f ds = dv,$$

то бесконечно малая работа dW составит

$$dW = p dv, \quad (3-3)$$

работа же 1 кг газа при изменении объема газа от v_1 до v_2 будет.

$$W = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (3-4)$$

Для того, чтобы проинтегрировать это выражение, необходимо знать зависимость $p = f(v)$.

Если в процессе расширения участвует не 1 кг газа, а G кг, занимающие объем V , то, рассуждая аналогично предыдущему, получим:

$$W = \int_{v_1}^{v_2} p dV$$

или

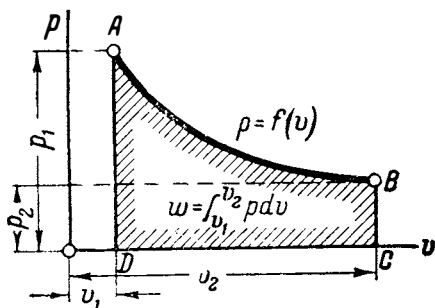
$$W = \int_{v_1}^{v_2} p G dv,$$

а согласно (3-4)

$$W = G \int_{v_1}^{v_2} p dv = Gw,$$

т. е. работа G кг газа при прочих равных условиях в G раз больше работы 1 кг.

Если процесс расширения газа изобразить в pV -диаграмме кривой *AB* (фиг. 3-7), урав-



Фиг. 3-7.

нение которой $p = f(v)$, то, как известно из курса математики,

$$F = \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

представляет собой площадь $ABCD$. Отсюда следует, что в p - v -диаграмме площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и двумя крайними ординатами, измеряет работу расширения газа. Работу сжатия будем вычислять такой же формулой

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

Однако, так как в этом случае $v_2 < v_1$, то при интегрировании в данных пределах работа получается отрицательной. Это указывает на то, что работа совершается не газом, а внешней средой над газом, т. е. в этом случае происходит затрата извне энергии на сжатие¹.

Для получения при сжатии абсолютного значения работы следует брать обратные пределы, т. е.

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

или, что то же, поставить перед формулой (3-4) знак минус. На следующих примерах выясняются правила знаков (пример 3-4).

¹ Часто в дальнейшем мы будем говорить в этом случае, что „работа затрачена“. Хотя это выражение не совсем правильно (работа не тратится, а „совершается“, затрачивается же энергия, причем она не уничтожается, а лишь переходит в другую форму), однако, выражение „работа затрачена“ удобно, так как дает представление об отрицательном значении величины работы.

3-4. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Пусть в цилиндре с подвижным поршнем (фиг. 3-8) находится 1 кг газа. Подведем к газу бесконечно малое количество тепла dq и выясним, какие изменения это вызовет.

В общем случае увеличится кинетическая энергия поступательного движения молекул, что вызовет увеличение скорости их поступательного движения. Это последнее увеличит число и силу ударов молекул о стенки сосуда, вследствие чего подвижный поршень переместится и пройдет путь ds ; при этом газ совершит работу расширения $d\omega$.

Помимо указанного, в общем случае изменятся кинетическая энергия вращательного движения и энергия внутримолекулярных колебаний и, наконец, вследствие изменения объема газа изменится среднее расстояние между молекулами, что вызовет изменение потенциальной энергии от сил сцепления.

Итак, при подводе к газу dq единиц тепла изменились все составляющие внутренней тепловой энергии, что в сумме можно оценить через du . Таким образом, в виде тепла исчезла часть

$$dq - du.$$

Согласно первому закону термодинамики при взаимных превращениях некоторому количеству энергии одного качества (например, тепловой) должно соответствовать вполне определенное количество энергии другого качества (например, механической). В нашем случае, как было уже отмечено, из подведенного количества тепловой энергии подверглась качественному изменению часть ее $dq - du$; если при этом газ совершил $d\omega$ единиц работы, то, следовательно, по первому закону должно иметь место равенство

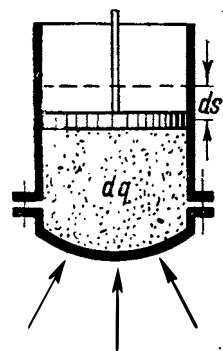
$$\begin{aligned} dq - du &= A d\omega, \\ dq &= du + A d\omega. \end{aligned} \quad (3-5)$$

Полученное уравнение является аналитическим выражением первого закона термодинамики и читается так:

если к газу подведено некоторое количество тепла, то оно расходуется на изменение внутренней энергии и на работу расширения газа;

по (3-4):

$$d\omega = p dv.$$



Фиг. 3-8.

Таким образом, аналитическое выражение первого закона термодинамики примет вид

$$dq = du + p dv. \quad (3-6)$$

Здесь следует иметь в виду, что du есть полный дифференциал, так как u — функция состояния, но $d\omega = p dv$, а следовательно, dq не являются полными дифференциалами, так как работа, производимая газом, не есть функция состояния газа.

Уравнение (3-6) относится к бесконечно малому изменению состояния. Для конечного процесса оно примет вид

$$q = \Delta u + A\omega, \quad (3-7)$$

где q — подведенное извне количество тепла в процессе, или, как мы его в дальнейшем будем часто называть, *внешнее тепло*, $\Delta u = u_2 - u_1$ — изменение внутренней энергии; ω — работа расширения газа в процессе.

В формулах (3-6) и (3-7) предполагается, что q и Δu измерены в ккал/кг, а ω в кгм/кг.

Следует иметь в виду, что уравнения (3-6) и (3-7) относятся как к процессам расширения, так и сжатия, так что $d\omega$ есть алгебраическое значение работы. Количество тепла q — также алгебраическая величина, так как в каждом из названных процессов теплообмен с внешней средой может иметь разное направление; при этом в уравнениях, касающихся физических процессов изменения состояния, принято тепло считать положительным, если оно подводится к газу ($q > 0$), и отрицательным, если оно отводится от газа ($q < 0$).

В термодинамике приходится рассматривать две резко различающиеся между собой группы физических изменений состояния газа. В одной из них процессы изменения состояния происходят таким образом, что газ как целое не перемещается в пространстве. В этом случае работа расширения газа совершается лишь против внешних сил и поэтому здесь ее часто называют *внешней работой*. Внешние силы в этом случае можно принять приложенными к подвижному поршню цилиндра, в котором помещен газ. В другой группе изменения состояния газа сопровождаются перемещением газа в пространстве (движение по трубам, истечение) или, как говорят, *видимым движением*; здесь приходится учитывать, кроме работы внешних сил, еще изменение кинетической энергии видимого движения газа. В этом случае (он имеет большое значение при рассмотрении теории турбодвигателей) работа расширения уже не будет равна работе внешних сил, и последние подсчитывают особым образом. Рассмотрено это будет далее в § 10-2.

3-5. ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГАЗА, ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗА ПРИ ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

Первый закон термодинамики устанавливает связь между количеством тепла dq , сообщаемого газу извне, изменением его внутренней энергии du и работой $d\omega$, которую газ совершает. Эти последние два фактора могут быть оценены, если будет известно, как изменились параметры, характеризующие состояние газа и (для определения работы) по какому пути шел процесс изменения состояния газа. Таким образом, изучая какое-либо изменение состояния газа, связанное с процессом сообщения или отнятия тепла (либо при отсутствии теплообмена), следует по одному из конечных параметров процесса и уравнению кривой, по которой шел процесс изменения состояния, найти численные значения остальных параметров конечного состояния, а затем по ним изменение внутренней энергии газа и работу, совершенную газом в процессе.

Изучение процессов изменения состояния газа, связанных с сообщением или отнятием тепла, мы начнем с частных случаев, т. е. таких, в которых мы наложим некоторые особые ограничения на те или иные параметры газа или величины, участвующие в процессе. Таких процессов четыре: процесс сообщения или отнятия тепла при постоянном объеме газа — *изохорический или изоплерический* процесс; процесс сообщения или отнятия тепла при постоянном давлении — *изобарический* процесс; процесс сообщения или отнятия тепла при постоянной температуре — *изотермический* процесс и, наконец, процесс изменения состояния газа без сообщения или отнятия тепла извне — *адиабатический процесс*. Все процессы рассматриваются в первую очередь для идеального газа.

Изменение состояния газа при постоянном объеме. В $p\upsilon$ -диаграмме этот процесс может быть представлен прямой 1-2, параллельной оси ординат; уравнение прямой 1-2 (фиг. 3-9), называемой *изохорой*,

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

Для исследования изменения параметров в этом процессе продифференцируем характеристическое уравнение $p\upsilon = RT$ при условии $v = \text{const.}$:

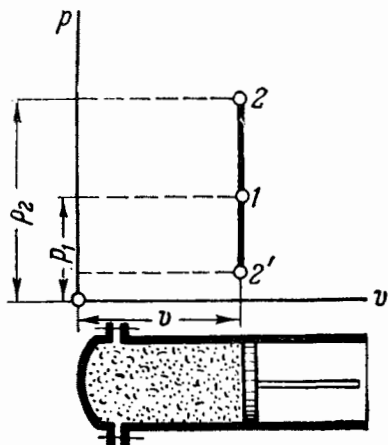
$$v dp = R dT.$$

Полученное уравнение показывает, что если

$$dT > 0, \text{ то и } dp > 0.$$

Если

$$dT < 0,$$



Фиг. 3-9.

то и

$$dp < 0,$$

т. е. в изохорическом процессе с увеличением или уменьшением абсолютной температуры увеличивается или уменьшается абсолютное давление газа.

Зависимость между параметрами p и T при $v = \text{const}$ (1-12) была получена в § 1-3. Она имеет вид:

$$\frac{p_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики в применении его к изохорическому процессу. Уравнение (3-6) можно переписать так:

$$dq_v = du_v + p dv,$$

где dq_v — количество подведенного извне тепла в процессе с постоянным объемом.

Так как здесь нет изменения объема, то

$$p dv = 0,$$

откуда явствует, что при сообщении или отнятии тепла в процессе с постоянным объемом газ работы не совершает.

Это же можно усмотреть и из pv -диаграммы. Согласно § 3-2 площадь, заключенная между кривой процесса, осью абсцисс и двумя крайними ординатами, в некотором масштабе измеряет работу газа в этом процессе; так как процесс представлен прямой, параллельной оси ординат, то и площадь, соответствующая работе, равна нулю.

Отсюда для бесконечно малого изменения состояния

$$dq_v = du_v \quad (3-8)$$

и для конечного изменения состояния

$$q_v = (u_2 - u_1)_v. \quad (3-9)$$

Таким образом, в процессе с постоянным объемом все подводимое извне тепло идет на изменение внутренней энергии, причем совершенно безразлично, какой газ рассматривают — идеальный или реальный.

По определению (2-12) для бесконечно малого изменения состояния

$$dq_v = c_v dt, \quad (3-10)$$

а для конечного

$$q_v = c_{vm} (t_2 - t_1). \quad (3-11)$$

Общая же формула для подсчета количества тепла при нагревании G кг или V нм³ газа получает вид:

$$Q_v = Gc_{vm} (t_2 - t_1) = V_n c'_{vm} (t_2 - t_1), \quad (3-12)$$

где в случае задания количества газа его весом G берут весовую теплоемкость c_{vm} , а при задании количества газа в м³ при нормальных условиях — объемную теплоемкость c'_{vm} .

На основании (3-8) изменение внутренней энергии можно вычислить по тем же формулам, что и q_v ; таким образом, для бесконечно малого изменения состояния

$$du_v = c_v dt \quad (3-13)$$

и для конечного изменения состояния

$$\Delta U_v = Gc_{vm} (t_2 - t_1) = V_n c'_{vm} (t_2 - t_1). \quad (3-14)$$

3-6. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ И УРАВНЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Выведенные формулы для Δu_v относятся как к идеальному, так и к реальному газу. В соответствии со сказанным в § 2-1 о внутренней энергии величина Δu_v определяется в отношении того и другого газа только изменением первых трех составляющих, зависящих от температуры; четвертая составляющая (потенциальная энергия от сил сцепления) на Δu_v в данном случае влияния не оказывает по характеру процесса: при $v = \text{const}$ среднее расстояние между молекулами постоянно, и поэтому изменения потенциальной энергии от сил сцепления в этом процессе нет.

Но если речь идет об изменении внутренней энергии для *реального* газа в любом *другом* процессе изменения состояния (не при $v = \text{const}$), то

$$du \neq c_v dt,$$

так как помимо изменения первых трех составляющих внутренней энергии, определяемых изменением температуры, Δu будет зависеть и от четвертой составляющей.

Иное дело, если такой произвольный процесс рассматривать по отношению к *идеальному* газу. В этом случае хотя и произойдет изменение объема газа, однако, ввиду отсутствия сил сцепления изменение внутренней энергии будет определяться только изменением первых *трех* составляющих, которые зависят только от *температуры*; поэтому при *одинаковых пределах температур* Δu в *любом* процессе для идеального газа будет таким же, как и в процессе с постоянным объемом, т. е. для идеального газа,

$$du = du_v = c_v dt. \quad (3-15)$$

Отсюда для *идеального* газа в *любом* процессе изменения состояния

$$\Delta u = c_{vm} (t_2 - t_1). \quad (3-16)$$

Таким образом, в *любом процессе с идеальным газом изменение внутренней энергии определяется как внешнее тепло в процессе* $v = \text{const}$, *происходящем между теми же пределами температур, что и рассматриваемый произвольный процесс.*

Интегрируя выражение (3-15) от 0°C до какой-либо температуры $t^\circ\text{C}$, находим:

$$u = c_{vm} t + \text{const}.$$

Постоянная интегрирования определяется значением внутренней энергии при 0°C . Условно принимают ее равной нулю, и тогда для идеального газа

$$u = c_{vm} t. \quad (3-17)$$

Иногда отсчет внутренней энергии производят от 0°K , тогда

$$u = c_{vm} T. \quad (3-18)$$

Начало отсчета внутренней энергии при изучении физических процессов изменения состояния не имеет значения, так как в этих случаях всегда подсчитывают лишь разность внутренних энергий, которая будет одинаковой вне зависимости от начала отсчета.

Для газовой смеси, заданной весовым составом, по (3-18) и (2-22)

$$u_{cm} = c_{vmc_m} t = \sum g_k c_{vmk} t. \quad (3-19)$$

Так как по (3-18)

$$c_{vmk} t = u_k,$$

то

$$u_{cm} = \sum_1^n u_k g_k. \quad (3-20)$$

Аналогично для смеси, заданной *объемным составом*,

$$u'_{cm} = \sum_1^n u'_k r_k. \quad (3-21)$$

Уравнение (3-13) показывает, что внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры, т. е. если последняя не меняется, то изменение объема, а следовательно, и давления не вызовет изменения внутренней энергии. Математически это можно записать так:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_t = 0; \quad (3-22)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_t = 0, \quad (3-22')$$

а потому производная внутренней энергии идеального газа по температуре есть полная производная, т. е.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_v = \frac{du}{dt}. \quad (3-23)$$

Таким образом, три уравнения (2-1) (2-1') и (2-1'') для идеального газа превращаются в одно:

$$u = f(t). \quad (3-24)$$

Из него следует, что для идеального газа внутренняя энергия не является новым параметром, а однозначна параметру — температура.

Обобщая все здесь выведенное, можно сказать, что для любого газа в процессе $v = \text{const}$ изменение внутренней энергии определяется как внешнее тепло, и наоборот [см. формулу (3-8)]; для *идеального газа в любом процессе* Δu определяется как внешнее тепло в процессе $v = \text{const}$ с теми же пределами температур (3-14); для реального же газа в общем случае изменения состояния Δu определяется более сложными соотношениями.

Напомним, что из газов, с которыми приходится иметь дело в теплотехнических расчетах, только водяной пар как рабочее тело в тепловых двигателях не подходит под понятие идеального газа. Все остальные газы и водяной пар как составная часть в продуктах сгорания топлив могут считаться идеальными газами.

В § 3-4 были даны уравнения первого закона термодинамики (3-6) и (3-7) для любого газа.

На основании формул (3-15) и (3-16) для идеального газа при бесконечно малом изменении состояния это уравнение примет вид:

$$dq = c_v dt + A p dv \quad (3-25)$$

и при конечном изменении состояния:

$$q = c_{vm} (t_2 - t_1) - A w. \quad (3-26)$$

Пример 3-1. Как изменится внутренняя энергия 2 м³ воздуха, если при постоянном объеме температура его упадет от $t_1 = 250^\circ \text{C}$ до $t_2 = 70^\circ \text{C}$. Принять прямолинейную зависимость $c = f(t)$. Начальное давление $p_1 = 5 \text{ атм}$. Определить вес воздуха.

Вес воздуха определится из уравнения Клапейрона

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{6 \cdot 10^4 \cdot 2}{29,27 \cdot (273 + 250)} = 7,85 \text{ кг.}$$

Изменение внутренней энергии воздуха здесь будет равно количеству отведенного тепла

$$\Delta U_v = Q_v = G c_{vm} (t_2 - t_1).$$

Средняя теплоемкость воздуха

$$c_{vm} = 0,1693 + 0,00002221 (250 + 70) = 0,1764 \text{ ккал/кг.}$$

Таким образом,

$$\Delta U_v = Q_v = 7,85 \cdot 0,1764 (70 - 250) = -250 \text{ ккал.}$$

Примечание. В тех случаях, когда приходится находить конечную или начальную температуру по известному в процессе количеству тепла, получают квадратные уравнения громоздкого вида. В этих случаях неизвестное легче находить подбором, как это сделано в следующем примере, или графически.

Пример 3-2. В резервуаре $V = 0,5 \text{ м}^3$ заключен углекислый газ при давлении $p_1 = 6 \text{ атм}$ и $t_1 = 527^\circ \text{C}$. Как изменится давление газа, если при постоянном объеме отнять от газа 100 ккал тепла. Принять зависимость $c = f(t)$ прямолинейной.

Для определения конечного давления используем уравнение (1-12), в котором неизвестны p_2 и T_2 .

Для определения T_2 воспользуемся формулой

$$Q_v = G c_{vm} (t_2 - t_1),$$

где

$$Q_v = -100 \text{ ккал.}$$

Вес газа определяем из уравнения Клапейрона

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{6 \cdot 10^4 \cdot 0,5}{19,28 \cdot 800} = 1,94 \text{ кг.}$$

Средняя теплоемкость в интервале 527 и t_2 составляет

$$c_{vm} = 0,1633 + 0,00005747 (527 + t_2).$$

После подстановки в уравнение количества тепла находим:

$$-100 = 1,94 [0,1633 + 0,00005747 (527 + t_2)] (t_2 - 527).$$

Это уравнение можно решить как квадратное. Проше его решать методом последовательного приближения, или, как говорят, подбором. Для этого задаются значением t_2 , находят по нему c_{vm} и, подставляя в уравнение для Q_v проверяют, получается ли тождество.

Значение t_2 будет правильным тогда, когда такое тождество получится.

Подбором значений для t_2 определяем:

$$t_2 = 280^\circ \text{C.}$$

Подставляя в уравнение (1-12), получаем:

$$\frac{6}{p_2} = \frac{527 + 273}{280 + 273},$$

откуда

$$p_2 = 4,15 \text{ атм.}$$

3-7. ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗА ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ

Уравнение Майера. В $p-v$ -диаграмме (фиг. 3-10) этот процесс может быть представлен прямой 1-2, параллельной оси абсцисс. Уравнение прямой 1-2 (ее называют *изобарой*)

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

Для исследования изменения параметров идеального газа в этом процессе продифференцируем характеристическое уравнение при $p = \text{const}$; это дает

$$p dv = R dT. \quad (a)$$

Отсюда следует, что если

$$dv > 0,$$

то и

$$dT > 0;$$

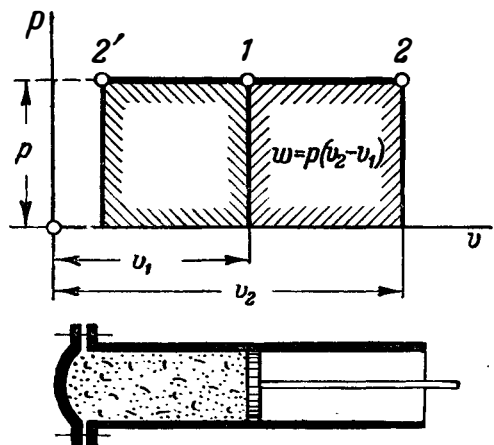
если же

$$dv < 0,$$

то и

$$dT < 0,$$

т. е. в *изобарическом процессе при расширении газа температура его увеличивается, при сжатии — падает.* Это является след-



Фиг. 3-10.

ствием соотношения между q и w в этом процессе, которое определяет Δu , а тем самым и температуру идеального газа. Зависимость между $v(\gamma)$ и T при $p = \text{const}$ была определена в § 1-3. Она имеет следующий вид:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

и

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Вычислим работу газа при переходе из состояния 1 в состояние 2 (фиг. 3-10).

По уравнению (3-4)

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv;$$

так как $p = \text{const}$, то

$$w = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1). \quad (3-27)$$

Это выражение для работы газа может быть получено и из p - v -диаграммы. На основании § 3-3 площадь, ограниченная в p - v -диаграмме кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, измеряет работу газа в процессе; для изобарического процесса эта площадь — прямоугольник с основанием $(v_2 - v_1)$ и высотой p .

Отсюда в некотором масштабе

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

Для идеального газа работа может быть представлена и в другом виде. В уравнении (а) левая часть есть не что иное, как элементарная работа $d\omega$; отсюда

$$d\omega = R dT,$$

откуда

$$\omega = \int_{T_1}^{T_2} R dT = R(T_2 - T_1) = R(t_2 - t_1). \quad (3-28)$$

Формулы (3-27) и (3-28) определяют 1 кг газа. Для G кг газа

$$W = GR(t_2 - t_1). \quad (3-29)$$

Уравнение (3-29) объясняет смысл газовой постоянной

$$R = \frac{W}{G(t_2 - t_1)}. \quad (3-30)$$

При $G = 1$ кг и $t_2 - t_1 = 1^\circ$

$$R = W,$$

т. е. газовая постоянная — это работа 1 кг газа при изменении его температуры в процессе с постоянным давлением на 1° .

Единица измерения газовой постоянной, как это видно из (3-30), есть кгм/кг град .

Так как объем моля для всех газов, которые подходят под понятие идеального газа, — величина одинаковая и для этих же газов коэффициент объема α также одинаков, то и работа 1 моля такого газа на 1°C в процессе $p = \text{const}$, т. е. молярная газовая постоянная для этих газов, будет одинаковой. Для реальных же газов значения молярной газовой постоянной различны (см. § 7-1).

Количество тепла в процессе $p = \text{const}$ определяется таким образом. Из уравнения (2-11), отнесенного к G кг или V нм^3 газа, имеем:

$$Q_p = Gc_{pm}(t_2 - t_1) = V_n c'_{pm}(t_2 - t_1). \quad (3-31)$$

Для количества газа, заданного по весу, надо брать первую и вторую части равенства. Здесь c_{pm} — весовая теплоемкость. Для количества газа, заданного его объемом, надо брать первую и третью части равенства: здесь c'_{pm} — объемная теплоемкость.

Соотношения между теплоемкостью газа при постоянном давлении и постоянном объеме. Уравнение Майера. Аналитическое выражение первого закона термодинамики дает возможность установить важное соотношение между c_p и c_v для идеального газа. Для изобарического изменения состояния это уравнение принимает вид

$$c_p dt = c_v dt + AR dT.$$

После сокращения на $dt = dT$ получим:

$$c_p - c_v = AR. \quad (3-32')$$

Такова зависимость для 1 кг идеального газа. Для 1 моля имеем:

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu AR.$$

μR есть газовая постоянная 1 моля, равная для идеального газа $848 \text{ кгм/моль град}$, или $1,986 \text{ ккал/моль град}$. Так что для 1 моля идеального газа

$$\mu c_p - \mu c_v = 1,986 \approx 2. \quad (3-32)$$

Здесь все величины измерены в ккал/моль град . Полученная зависимость, называемая **уравнением Майера**, показывает, что количество тепла, которое тратится в изобарическом процессе для повышения температуры газа на 1°C , больше, чем в изохорическом,

на величину работы в этом процессе. Этой зависимостью мы пользовались в § 2-1 при вычислении μc_p .

Наряду с разностью $c_p - c_v$ в термодинамических расчетах имеет важное значение отношение $\frac{c_p}{c_v}$, обозначаемое обычно буквой k .

Если считать теплоемкость величиной постоянной, то для одноатомного газа

$$k = \frac{\mu c_p}{\mu c_v} = \frac{5}{3} = 1,66;$$

для двухатомного газа

$$k = \frac{\mu c_p}{\mu c_v} = \frac{7}{5} = 1,4;$$

для трех- и многоатомного газов

$$k = \frac{\mu c_p}{\mu c_v} = \frac{9}{7} = 1,29.$$

При $c \neq \text{const}$ отношение $k = \frac{c_p}{c_v}$ для идеальных газов зависит от температуры, что видно из формулы

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + AR}{c_v} = 1 + \frac{AR}{c_v} = 1 + \frac{\mu AR}{\mu c_v};$$

$$k = 1 + \frac{1,986}{\mu c_v}. \quad (3-33)$$

Если μc_v — линейная функция от температуры, то выражение (3-33) представляет собой уравнение кривой. Однако, в теплотехнических расчетах с достаточной степенью точности эта зависимость может быть принята прямой; в этом случае она имеет вид

$$k = k_0 - \alpha T. \quad (3-34)$$

Знак — взят потому, что с увеличением температуры k падает.

Пользуясь величиной k , можно из соотношения (3-32') получить некоторые часто применяемые зависимости. Разделив обе части его на c_v , получаем:

$$c_v = \frac{AR}{k-1}. \quad (3-35)$$

Умножив обе части этого равенства на $\frac{c_p}{c_v} = k$, находим:

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR. \quad (3-36)$$

3-8. ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЕ ГАЗА

Рассмотренный процесс при $p = \text{const}$ дает возможность подойти к вычислению нового параметра состояния, с которым частично мы познакомились в § 2-2.

В термодинамических расчетах часто приходится пользоваться величиной

$$u + Apv.$$

Как видно, все входящие в это выражение величины суть параметры состояния, так что и все выражение является *параметром состояния газа*. В технической термодинамике этот параметр называется *теплосодержанием*. Его относят к 1 кг, измеряют в ккал/кг и обозначают буквой i . Итак, по определению

$$i = u + Apv. \quad (3-37)$$

Для точки 1 (фиг. 3-11) с параметрами p_1, v_1, u_1 теплосодержание i_1 составит

$$i_1 = u_1 + Ap_1 v_1.$$

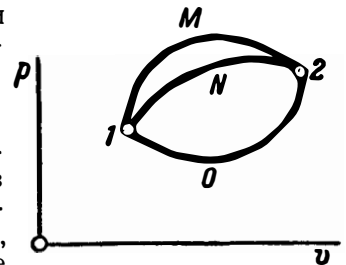
Если газ переходит из состояния 1 в состояние 2 с параметрами p_2, v_2, u_2 , то теплосодержание газа будет

$$i_2 = u_2 + Ap_2 v_2;$$

при этом безразлично, как совершался этот переход — по пути 1-М-2, 1-N-2 или 1-O-2.

Необходимо отметить неудовлетворительность термина «теплосодержание», дающего основание говорить о содержании или «запасе» тепла в теле. В § 2-1 при определении понятия «теплота» было отмечено, что оно относится всегда к процессу, а не к состоянию, поэтому применение его, как в данном случае, к величине, характеризующей некоторое состояние, лишено смысла. Можно говорить, например, что газ в данном состоянии обладает известным количеством внутренней тепловой энергии, но не «запасом тепла». Ввиду изложенного было предложено функцию (3-37) называть энтальпией¹, однако этим термином пока еще в теплотехнике пользуются редко, хотя в других дисциплинах (холодильное дело, физическая химия) оно уже утвердилось.

¹ От греческого слова „нагревать“.



Фиг. 3-11.

В дальнейшем мы будем пользоваться термином «теплосодержание», понимая его не буквально — содержание тепла в газе, а условно — как название приведенной ранее функции состояния.

Параметру i (3-37) можно придать такой смысл. Воспользовавшись уравнениями Клапейрона и внутренней энергии (3-18), можно для идеального газа написать:

$$i = u + A p v = c_{vm} T + A R T = (c_{vm} + A R) T. \quad (3-38)$$

$$i = c_{pm} T.$$

Здесь справа — количество тепла при нагревании идеального газа от 0°K до данной температуры T . Таким образом, теплосодержание (его в этом случае можно назвать абсолютным теплосодержанием) идеального газа в данном состоянии численно равно количеству тепла, которое нужно подвести к газу, чтобы нагреть от 0°K до $T^\circ \text{K}$ при $p = \text{const}$.

По аналогии с выражением (3-38) в теплотехнических расчетах количество тепла в процессе $p = \text{const}$, подведенное от 0°C до $t^\circ \text{C}$, измеряемое выражением $c_{pm} t$, называют относительным теплосодержанием или просто *теплосодержанием*; таким образом,

$$i = c_{pm} t. \quad (3-39)$$

Очевидно, принятое в (3-39) i не соответствует функции (3-37), которая является определением для i . Однако, это не вносит ошибок, так как в теплотехнических расчетах обычно интересуются *разностью* теплосодержаний газа в каком-либо процессе, а поэтому начало отсчета (0°K или 0°C) при вычислении i на конечный результат не влияет, так как легко показать, что

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_{pm} T_2 - c_{pm} T_1 = c_{pm} t_2 - c_{pm} t_1.$$

Как видно, сказанное относится к процессам изменения состояния, в которых нет химических реакций.

Воспользовавшись новым параметром состояния, можно уравнению первого закона придать иной вид. Подставим в (3-6) вместо u его значение из (3-37); получаем:

$$dq = d(i - A p v) + A p dv.$$

После дифференцирования и приведения подобных членов уравнение первого закона термодинамики принимает вид:

$$dq = di - A v d p. \quad (3-40)$$

Интегрируя это уравнение при $p = \text{const}$, получаем зависимость:

$$q_v = i_2 - i_1, \quad (3-41)$$

которую мы ввели в § 2-2. Таким образом, в процессах $p = \text{const}$

внешнее тепло можно определить как разность теплосодержаний конечного и начального состояний. Как видно, это положение относится к любому газу, идеальному и реальному.

Уравнение (3-41) имеет широкое применение в ряде теплотехнических расчетов.

Пример 3-3. В двигателе внутреннего сгорания подводится тепло таким образом, что температура газообразных продуктов сгорания поднимается от $t_1 = 600^\circ \text{C}$ до $t_2 = 2000^\circ \text{C}$. Определить количество тепла, подведенное к 1 кг газа. Состав газа принять

$$g_{\text{CO}_2} = 14\%; g_{\text{O}_2} = 6\%; g_{\text{H}_2\text{O}} = 5\%,$$

остальное — азот. Процесс происходит при $p = \text{const}$. Принять зависимость $c = f(t)$ криволинейной.

По формуле (3-41) получим:

$$q_p = i_2 - i_1.$$

Здесь каждое значение составляет:

$$i = c_{pm} t = \sum_1^n g_k c_{pmk} t = c_{pm\text{CO}_2} g_{\text{CO}_2} + c_{pm\text{O}_2} g_{\text{O}_2} + c_{pm\text{H}_2\text{O}} g_{\text{H}_2\text{O}} + c_{pm\text{N}_2} g_{\text{N}_2}.$$

Пользуясь табл. 2-6, находим:

$$q_p = \Delta i = (0,2964 \cdot 0,14 + 0,2625 \cdot 0,06 + 0,5832 \cdot 0,05 + 0,2821 \cdot 0,75) 2000 - (0,2493 \cdot 0,14 + 0,2371 \cdot 0,06 + 0,4798 \cdot 0,05 + 0,2549 \cdot 0,75) 600;$$

$$q_p = 438,8 \text{ ккал.}$$

Пример 3-4. Определить, до какого объема сжат газ, имевший вначале $p_1 = 6 \text{ атм}$ и $V_1 = 1,2 \text{ м}^3$, если на сжатие затрачена работа 60000 кгм . Процесс сжатия — при постоянном давлении.

Так как в процессе сжатия работа затрачена извне, то

$$W = -60000 \text{ кгм.}$$

По формуле (3-4)

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1).$$

$$-60000 = 6 \cdot 10^4 \cdot (V_2 - 1,2).$$

Отсюда

$$V_2 = 0,2 \text{ м}^3.$$

Пример 3-5. Объем $V_1 = 2 \text{ л}^3$ воздуха с начальной температурой $t_1 = 15^\circ \text{C}$ увеличивается при постоянном давлении до $V_2 = 8 \text{ м}^3$ вследствие сообщения 1000 ккал тепла. Определить конечную температуру, давление газа в процессе, совершенную газом работу и изменение внутренней энергии.

Определяем конечную температуру воздуха; по формуле (1-12)

$$T_2 = T_1 \cdot \frac{V_2}{V_1} = (273 + 15) \frac{8}{2} = 1152^\circ \text{K} = 879^\circ \text{C}.$$

Вес воздуха определится из уравнения (3-31):

$$Q = Gc_{pm}(t_2 - t_1).$$

Средняя теплоемкость в пределах 15 и 879° С определится по формуле

$$c_{pm} = 0,2378 + 0,00002221(15 + 879) = 0,2576 \text{ ккал/кг}.$$

Таким образом, из уравнения (3-31) имеем:

$$G = \frac{1000}{0,2576(879 - 15)} = 4,55 \text{ кг}.$$

Начальное давление воздуха определится из уравнения Клапейрона

$$p_1 = \frac{GRT_1}{V_1} = \frac{4,55 \cdot 29,27 \cdot 288}{2} = 192000 \text{ кг/м}^2 = 19,2 \text{ ага}.$$

Работа газов в процессе

$$W = GR(t_2 - t_1) = 4,55 \cdot 29,27(879 - 15) = 115000 \text{ кгм}.$$

Изменение внутренней энергии воздуха

$$\Delta U = Q - AW = 1000 - \frac{115000}{427} = 731 \text{ ккал}$$

или по формуле (3-16)

$$\Delta U = Gc_{vm}(t_2 - t_1) = 4,55[0,1693 + 0,00002221(879 + 15)](879 - 15),$$

$$\Delta U = 731 \text{ ккал}.$$

Пример 3-6. Двигатель внутреннего сгорания расходует 0,19 кг нефти на силочас (с. ч.). Количество газов, получающихся при сгорании нефти, составляет 20 кг на 1 кг топлива. Определить потери тепла с отходящими газами, если состав продуктов сгорания по весу следующий: $O_2 = 5\%$; $N_2 = 74\%$; $H_2O = 8\%$ и $CO_2 = 15\%$. Температура отходящих газов $t_1 = 400^\circ\text{C}$, температура воздуха $t_2 = 20^\circ\text{C}$.

Потери тепла с отходящими газами определяются по формуле

$$Q_p = Gc_{p,cm}(t_2 - t_1);$$

Q_p — потери тепла на 1 с. ч.;

G — количество газов на 1 с. ч.;

$t_2 - t_1$ — разность между температурами воздуха и отходящих газов.

Средняя теплоемкость продуктов сгорания:

$$c_{p,cm} = \sum c_{p,cm} g_k = (0,2198 + 0,00002544t) 0,05 + (0,244t + 0,00002115t) 0,74 + (0,479 + 0,0000743t) 0,08 + (0,1982 + 0,00009018t) 0,13 = 0,2528 + 0,00003451t.$$

Средняя теплоемкость в пределах от $t_1 = 20^\circ\text{C}$ до $t_2 = 400^\circ\text{C}$ составит

$$c_{p,cm} = 0,2528 + 0,00003451(20 + 400) = 0,2673 \text{ ккал/кг град}.$$

Количество газов на 1 с. ч.

$$G = 0,19 \cdot 20 = 3,8 \text{ кг/с. ч.}$$

Потери тепла на 1 с. ч.

$$Q_p = 3,8 \cdot 0,2673(20 - 400) = -386 \text{ ккал/с. ч.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 3-1. В резервуаре с постоянным объемом заключен газ при давлении $p_1 = 2 \text{ ага}$ и темпе-

ратуре $t_1 = 10^\circ\text{C}$. Каково будет давление по манометру, если температура поднимется до $t_2 = 100^\circ\text{C}$. Давление атмосферы (приведенное к нулю) $B = 770 \text{ мм рт. ст.}$

Задача 3-2. В резервуаре с постоянным объемом заключен газ при разрежении $h_1 = 500 \text{ мм рт. ст.}$ и температуре $t_1 = 100^\circ\text{C}$. Что будет с температурой, если разрежение станет $h_2 = 300 \text{ мм рт. ст.}$ Давление атмосферы нормальное.

Задача 3-3. В резервуаре заключено 3 кг углекислого газа при давлении $p_1 = 16 \text{ ага}$ и температуре $t_1 = 400^\circ\text{C}$. Какое количество тепла нужно отнять при $v = \text{const}$, чтобы давление p_2 его стало равным 8 ага. Теплоемкость $c_v \neq \text{const}$. Определить также объем газа.

Задача 3-4. Как изменится температура 1 кг воздуха, если при постоянном объеме сообщить ему 70 ккал тепла. Начальная температура воздуха $t_2 = 20^\circ\text{C}$, $c \neq \text{const}$.

Задача 3-5. Объем сосуда, в котором помещен азот, составляет 0,4 м³, давление $p_1 = 1 \text{ ага}$, температура $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Определить конечную температуру и давление газа, если при постоянном объеме газу сообщено 80 ккал тепла; $c \neq \text{const}$, $B = 760 \text{ мм рт. ст.}$

Задача 3-6. До какой температуры нужно нагревать газ, чтобы объем его при постоянном давлении увеличился вдвое; начальная температура $t_1 = 17^\circ\text{C}$.

Задача 3-7. Газ охлаждается при постоянном давлении от $t_1 = 400^\circ\text{C}$ до $t_2 = 100^\circ\text{C}$. Определить конечный объем, если начальный $V_1 = 40 \text{ л}$.

Задача 3-8. Какое количество тепла нужно отнять от 400 л кислорода, чтобы при постоянном давлении $p = 3 \text{ ага}$ охладить его от $t_1 = 400^\circ\text{C}$ до $t_2 = 0^\circ\text{C}$. Определить конечный объем, затраченную работу и изменение внутренней энергии газа. Давление атмосферы нормальное, $c \neq \text{const}$.

Задача 3-9. 3 м³ воздуха при начальной температуре $t_2 = 300^\circ\text{C}$ уменьшают свой объем до 2 м³ при постоянном давлении вследствие отнятия 200 ккал тепла. Определить конечную температуру, давление в процессе, работу и изменение внутренней энергии; $c \neq \text{const}$.

Задача 3-10. Зная разность теплоемкостей $c_p - c_v$, определить разность теплоемкостей $c'_p - c'_v$ (на 1 м³ при 0° и 760 мм рт. ст. и на 1 м³ при 1 ага и 27°C).

Задача 3-11. 1 кг воздуха, взятый при $t_1 = 15^\circ\text{C}$ и давлении $p_1 = 2 \text{ ага}$, расширяется при постоянном давлении до двойного объема, а затем нагревается при постоянном объеме до 3 ага. Определить параметры точек процесса, количество затраченного тепла и произведенной работы. Изобразить процесс в $p-v$ -диаграмме.

Задача 3-12. 1 кг воздуха, взятый при температуре $t_1 = 200^\circ\text{C}$ и давлении $p_1 = 5 \text{ ага}$, охлаждается при постоянном объеме до $t_2 = 0^\circ\text{C}$, затем при постоянном давлении расширяется до тройного объема. После этого при постоянном объеме он нагревается до тех пор, пока не достигнет первоначального давления, при котором процесс возвращается в начальное состояние. Вычислить параметры всех точек процесса, количество тепла и работу в нем. Изобразить процесс в $p-v$ -диаграмме.

Задача 3-13. Определить, какая доля количества тепла, подведенного в изобарическом процессе, тратится на работу и какая на изменение внутренней энергии.

3-9. ИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗА

Изменение состояния газа, при котором температура газа остается постоянной, называется *изотермическим*.

Для выявления характера изменений параметров в этом процессе продифференцируем уравнение Клапейрона при $t = \text{const}$. Получаем:

$$pdv = -vdp.$$

Из этого уравнения заключаем, что при

$$dv > 0$$

должно быть

$$dp < 0,$$

и наоборот, т. е. в изотермическом процессе при расширении газа давление падает, а при сжатии увеличивается.

Зависимость между параметрами p и v (1-10) для этого случая выведена нами в § 1-3. Она имеет вид:

$$p_1v_1 = p_2v_2.$$

Таким образом уравнение кривой, описывающей изотермический процесс, так называемой *изотермы*, в pv -координатах пишется так:

$$pv = \text{const}. \quad (3-42)$$

Это есть уравнение равнобокой гиперболы, отнесенной к асимптотам, как к осям координат (фиг. 3-12).

Построение такой гиперболы показано на фиг. 3-13. Пусть K —начальная точка процесса с параметрами p_1v_1 ; проводим через эту точку прямую KB , параллельную оси абсцисс, и линию KL , параллельную оси ординат. Затем из точки O начала координат проводим ряд прямых OM , OE , OF . Из M ,

точки пересечения первой из них с KB , опускаем перпендикуляр MN на линию DN , проведенную через точку пересечения той же наклонной с KL . В пересечении получаем точку N , принадлежащую гиперболе. Таким же образом находим точки P , R и т. д.

Соединив точки K , N , P и R , получаем кривую, для которой

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

Чтобы это показать, рассмотрим подобные треугольники: OSL и OGF ; в них

$$\frac{SL}{FG} = \frac{OL}{OG},$$

но отрезок SL , равный RG , и отрезок OG соответственно суть p_2 и v_2 для точки R , а $FG=KL$ и OL соответственно суть p_1 и v_1 для точки K ; таким образом

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

т. е.

$$p_1v_1 = p_2v_2,$$

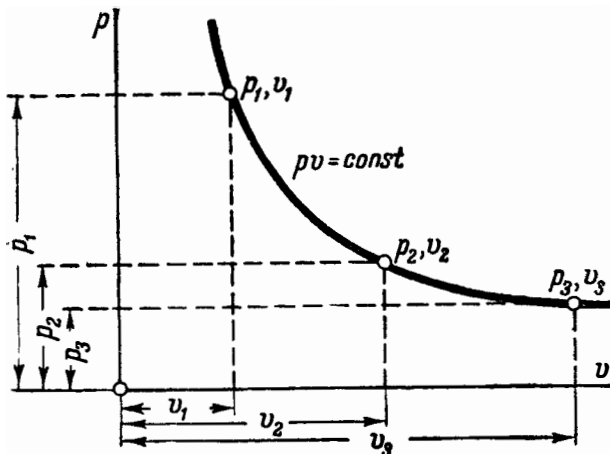
что аналогично можно доказать и для точек P , N и др.

Линию изотермического сжатия можно построить по тому же способу, что видно из фиг. 3-14. Построение ее не требует особых пояснений.

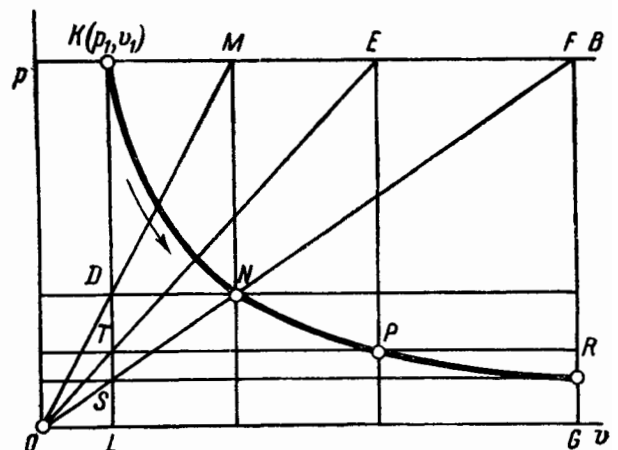
Для определения зависимости между внешним теплом, изменением внутренней энергии и работой газа напишем уравнение первого закона термодинамики для этого процесса.

Для идеального газа в уравнении (3-25) при $t = \text{const}$

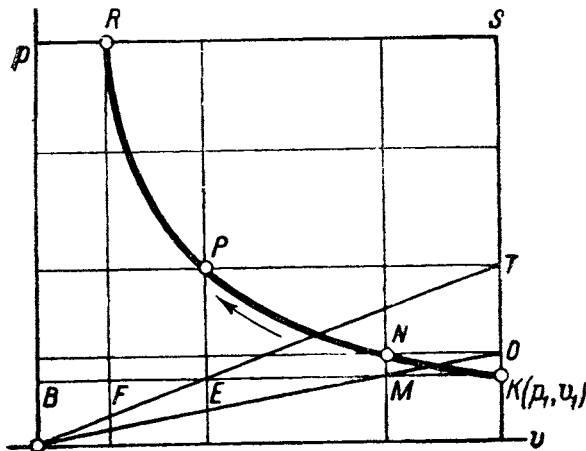
$$\epsilon_i dt = 0,$$



Фиг. 3-12.



Фиг. 3-13.



Фиг. 3-14.

а потому

$$dq_t = A p dv = A w. \quad (3-42')$$

Из полученного равенства можно сделать для *идеального газа* в изотермическом процессе следующие выводы:

1. Если

$$dv > 0,$$

то должно быть

$$dq > 0,$$

т. е. для осуществления изотермического расширения к газу необходимо подводить извне тепло.

Обратно: если

$$dv < 0,$$

то должно быть

$$dq < 0,$$

т. е. для осуществления изотермического сжатия теплота от газа должна отводиться.

2. При расширении все подводимое извне количество тепла идет на совершение работы, при сжатии вся затраченная на сжатие работа превращается в тепло, которое и отводится.

3. В изотермическом процессе внутренняя энергия идеального газа не изменяется:

$$du = c_v dt = 0,$$

т. е.

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

Определим работу расширения идеального газа в изотермическом процессе. Из уравнения работы (3-4) имеем для конечного изменения состояния газа в пределах от v_1 до v_2

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

Заменяя p из уравнения Клапейрона, получаем:

$$w = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v}.$$

Так как $RT = \text{const.}$, то

$$w = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln v \Big|_{v_1}^{v_2}.$$

Подстановка верхнего и нижнего предела дает

$$w = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3-43)$$

На основании (3-42') внешнее тепло в этом случае определяется по формуле

$$q = ART \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (3-44)$$

Уравнения (3-43) и (3-44) определяют работу и внешнее тепло для 1 кг газа.

Если взять G кг газа, то работа и соответственно количество тепла будут в G раз больше.

В уравнениях работы и количества тепла можно произвести при необходимости преобразование, пользуясь соотношениями:

$$p v = RT; \quad p V = G R T$$

и

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

Натуральный логарифм, входящий в формулы, может быть заменен на логарифм с основанием 10 по соотношению

$$\ln N = 2,303 \lg N.$$

3-10. АДИАБАТИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗА (при $c_p = \text{const}$)

Процесс изменения состояния газа, при котором отсутствует теплообмен между газом и внешней средой, называется *адиабатическим*. Для такого процесса в уравнении первого закона термодинамики (3-5, 3-6, 3-7, 3-25) левая часть, представляющая внешнее тепло, равна нулю, т. е.

$$dq = 0. \quad (3-45)$$

Неверным было бы определение адиабатического процесса как такого, в котором $l = 0$, так как условие отсутствия теплообмена относится не только к процессу в целом, а к каждому бесконечно малому элементу его.

С другой стороны, из уравнения $dq = 0$ следует, что и $q = 0$, но нельзя сказать, что $q = \text{const}$, так как dq в данном случае не является полным дифференциалом какой-либо функции; это следует из того, что q не есть функция состояния (см. § 2-1).

Для осуществления адиабатического процесса необходимо иметь сосуд с абсолютно нетеплопроводными стенками, т. е. изоляция его не должна допускать какого-либо теплообмена с внешней средой. Так как такой изоляции в природе не существует, то и идеального адиабатического процесса осуществить нельзя. Приблизиться к нему можно, если проводить его очень быстро, т. е. в такие промежутки времени, в которые тепло не успело бы быть подведено к газу или отнято от него. Такой процесс, очевидно, будет необратимым.

Адиабатические процессы имеют большое значение в теплотехнике. В паровых машинах и двигателях внутреннего сгорания процессы расширения и сжатия происходят очень быстро, поэтому эти процессы в самом первом приближении считают адиабатическими.

Положим, что в цилиндр с поршнем помещен газ, который поставлен в условия адиабатического изменения состояния. При расширении газа (получение механической энергии) молекулы, двигаясь по направлению движения поршня, достигают его и при ударе о поршень передают ему часть своей кинетической энергии, отлетая от него уже с меньшей скоростью (затрата внутренней тепловой энергии). Уменьшение кинетической энергии молекул имеет следствием понижение температуры; таким образом, при адиабатическом расширении температура газа должна падать. Наоборот, при сжатии газа (затрата механической энергии извне) поршень движется навстречу молекуле; при ударе часть кинетической энергии движущегося поршня передается молекуле газа, и молекула отлетает с большей скоростью (увеличение внутренней тепловой энергии), т. е. при адиабатическом сжатии температура газа увеличивается.

Аналитически изменение температуры можно проследить по уравнению первого закона термодинамики. Действительно, подставив в уравнение (3-25) $dq = 0$, получаем для идеального газа в адиабатическом процессе:

$$Apdv = -c_v dt.$$

Так как $p > 0$ и $c_v > 0$, то при $dv > 0$,

т. е. при расширении газа, должно быть:

$$dt < 0,$$

т. е. происходит понижение температуры. Если же

$$dv < 0,$$

т. е. имеет место сжатие газа, то

$$dt > 0,$$

т. е. происходит повышение температуры.

Выведем уравнение кривой адиабатического процесса (*адиабаты*) для идеального газа. Уравнение первого закона термодинамики в этом случае имеет вид:

$$0 = c_v dt + Apdv. \quad (a)$$

Для интегрирования полученного дифференциального уравнения разделим переменные, выразив T в функции p и v , что можно сделать при помощи характеристического уравнения (1-15).

Уравнение (a) принимает вид:

$$c_v d \frac{pv}{R} + Ap \cdot v = 0. \quad (b)$$

После дифференцирования и алгебраических преобразований получаем:

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

Разделим все уравнение на $\frac{c_v}{R} pv$:

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

или

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

После интегрирования получаем:

$$k \ln v + \ln p = \text{const}. \quad (d)$$

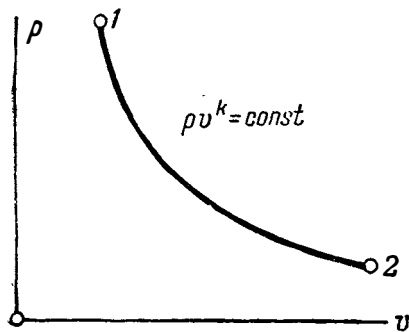
Правую часть можно представить в виде логарифма постоянной величины $\ln \text{const}$; потенцируя и заменяя равенство логарифмов равенством их чисел, получаем:

$$pv^k = \text{const}. \quad (3-45)$$

Таково уравнение адиабаты в координатах pv . Из аналитической геометрии известно, что это есть уравнение обобщенной гиперболы, отнесенной к своим асимптотам, как к осям координат (фиг. 3-15).

Преобразуем это уравнение для переменных T , v и p . Для этого в уравнение (3-45) подставим значение p в функции T и v из уравнения Клапейрона; после простых преобразований получаем:

$$Tv^{k-1} = \text{const} \cdot R.$$



Фиг. 3-15.

В правой части имеем произведение постоянных величин, которое также является постоянной величиной; таким образом

$$T v^{k-1} = \text{const.} \quad (3-46)$$

Это есть уравнение адиабаты в Tv -координатах.

Для того, чтобы найти зависимость между p и T , в уравнение (3-45) вместо v подставим его значение из уравнения Клапейрона:

$$p \frac{R^k T^k}{p^k} = \text{const.},$$

или

$$T^k p^{1-k} = \text{const.} \quad (3-47)$$

Пользуясь уравнениями (3-45), (3-46) и (3-47), можно найти соотношение между любыми параметрами двух точек процесса. Так, из уравнения (3-45) получаем соотношение между p и v для таких точек:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k \quad (3-48)$$

или

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (3-48')$$

Из уравнения (3-46) получаем зависимость между T и v для двух точек процесса:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \quad (3-49)$$

или

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3-49')$$

Аналогично из уравнения (3-47) получаем соотношение между p и T для двух точек процесса:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (3-50)$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3-50')$$

Определим *работу* газа в адиабатическом процессе. Из уравнения первого закона термодинамики такого процесса имеем:

$$0 = du + Adw,$$

так что

$$Adw = -du. \quad (3-51)$$

Полученное выражение показывает, что если

$$dw > 0,$$

то

$$du < 0.$$

Если же

$$dw < 0,$$

то

$$du > 0.$$

Интегрируя выражение (3-51), получаем:

$$A\omega = u_1 - u_2. \quad (3-52)$$

Полученное выражение можно формулировать так:

в процессе адиабатического расширения работа равна потере внутренней энергии.

Величину, по уменьшению которой судят о работе тела в процессе, называют потенциалом. Таким образом, *внутренняя энергия представляет собой потенциал в адиабатическом процессе изменения состояния.*

Для формулировки выражения (3-52) по отношению к процессу сжатия изменим знак у ω для того, чтобы иметь дело с абсолютным значением работы:

$$-A\omega = u_1 - u_2,$$

где ω — абсолютное значение работы сжатия.

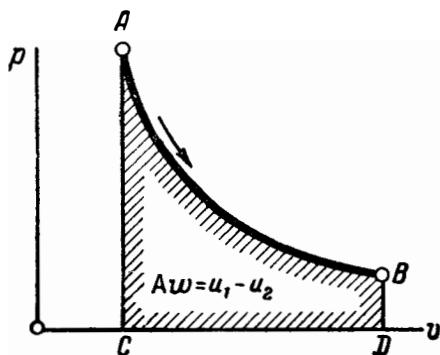
Тогда

$$A\omega = u_2 - u_1, \quad (3-53)$$

что можно выразить так:

затраченная в процессе адиабатического сжатия работа равна изменению внутренней энергии газа.

В p - v -диаграмме, как известно, площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, измеряет работу газа: таким образом (фиг. 3-16) площадь фигуры $ABDCA$ измеряет работу расширения газа при адиабатическом переходе его из состояния A в состояние B ; площадь фигуры $ABDCA$ (фиг. 3-17) измеряет работу сжатия.



Фиг. 3-16.

Подставляя в уравнение (3-52) значения u_1 и u_2 при $c_v = \text{const}$, получаем для идеального газа:

$$Aw = c_v(t_1 - t_2) = c_v(T_1 - T_2). \quad (3-54)$$

Формулу (3-54) можно преобразовать следующим образом: для начальной и конечной точек процесса подставляем значения T_1 и T_2 из уравнения Клапейрона:

$$w = \frac{c_v}{AR} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Используя формулу (3-35) для преобразования, находим:

$$w = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (3-55)$$

Как видно из формулы (3-55), площадь, соответствующая кривой $p v^k = \text{const}$, измеряющая работу в $p v$ -диаграмме, в $(k-1)$ раз меньше разности площадей прямоугольников $(p_1 v_1 - p_2 v_2)$, построенных на координатах начальной и конечной точек кривой процесса.

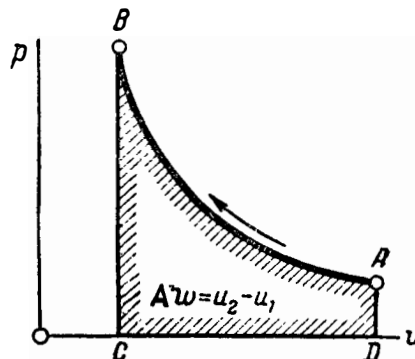
Формула (3-55), хотя и требует знания четырех параметров: p_1, v_1, p_2, v_2 , но является наиболее простой для вычисления работы. Ее можно преобразовать таким образом, чтобы достаточно было для определения работы меньшего числа параметров. Так, используя формулы (3-48), (3-48'), получаем соответственно:

$$w = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] \quad (3-56)$$

или

$$w = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3-57)$$

В формулах (3-56) и (3-57) можно произвести замену при помощи уравнений (3-49 и



Фиг. 3-17.

(3-50). Тогда формула для работы получает вид:

$$w = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right); \quad (3-58)$$

после замены при помощи уравнения Клапейрона формулу работы можно выразить в функции температур:

$$w = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (3-59)$$

Формулы (3-55), (3-56), (3-57), (3-58) и (3-59) дают работу 1 кг газа. Работу любого количества G газа можно получить умножением выведенных формул на G , причем Gv можно заменить на V .

Пример 3-7. 2 кг воздуха, взятые при $p_1 = 10$ атм, расширяются до пятикратного объема; начальная температура $t_1 = 300^\circ \text{C}$. Найти конечные параметры, количество тепла в процессе, работу и изменение внутренней энергии, если расширение происходит в одном случае изотермически, а в другом адиабатически.

1. Изотермическое расширение.

Начальный объем находится из уравнения Клапейрона:

$$V_1 = \frac{GRT_1}{p_1} = \frac{2 \cdot 29,27 \cdot 573}{10 \cdot 10^4} = 0,336 \text{ м}^3.$$

Конечный объем

$$V_2 = 0,336 \cdot 5 = 1,68 \text{ м}^3.$$

Конечное давление из уравнения (3-42)

$$p_2 = \frac{p_1 V_1}{V_2} = \frac{10 \cdot 0,336}{1,68} = 2 \text{ атм.}$$

Конечная температура

$$T_1 = T_2 = 573^\circ \text{K}.$$

Работа газа

$$W = 2,303 p_1 V_1 \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,303 \cdot 10 \cdot 10^4 \cdot 0,336 \lg 5 = 54100 \text{ кгм.}$$

Количество подведенного тепла

$$Q = AW = \frac{54\,100}{427} \text{ ккал} = 126,8 \text{ ккал.}$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = c_v(T_2 - T_1) = 0.$$

2. Адиабатическое расширение

Начальный объем $V_1 = 0,336 \text{ м}^3$.

Конечный объем $V_2 = 1,68 \text{ м}^3$.

Конечное давление по уравнению (3-48):

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = 10 \left(\frac{1}{5} \right)^{1,4} = 1,05.$$

Конечная температура определится по уравнению Клапейрона:

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{GR} = \frac{1,05 \cdot 10^4 \cdot 1,68}{2 \cdot 29,27} = 300^\circ \text{ К.}$$

Работа газа

$$W = \frac{1}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{10^4}{0,4} (10 \cdot 0,336 - 1,05 \cdot 1,68) = 40\,000 \text{ кгм.}$$

Изменение внутренней энергии в калориях:

$$\Delta U = \frac{40\,000}{427,0} = 93,8 \text{ ккал.}$$

Количество подведенной теплоты по смыслу процесса $q = 0$.

Пример 3-8. При изотермическом сжатии $2,1 \text{ м}^3$ азота, взятых при $p_1 = 1 \text{ атм}$, отводится от газа 80 ккал тепла. Определить конечный объем, конечное давление и затраченную работу.

Количество затраченной извне работы по условию

$$AW = Q = -80 \text{ ккал} = -34\,200 \text{ кгм.}$$

Конечный объем определяется из формулы

$$W = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1},$$

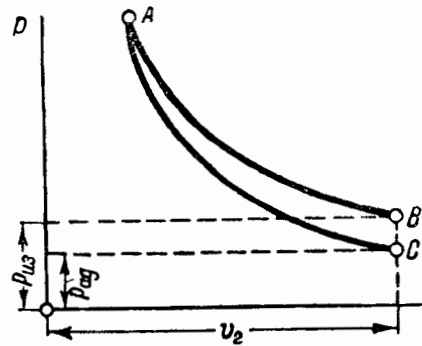
$$-34\,200 = 1 \cdot 10^4 \cdot 2,1 \cdot 2,303 \lg \frac{V_2}{V_1},$$

откуда

$$\lg \frac{V_2}{V_1} = -0,706; \quad \frac{V_2}{V_1} = 0,197; \quad V_2 = 0,413 \text{ м}^3.$$

$$p_2 = \frac{p_1}{0,197} = \frac{1}{0,197} = 5,06 \text{ атм.}$$

Пример 3-9. В двигателе Дизеля сжимается воздух таким образом, что его температура поднимается выше температуры воспламенения нефти. Какое минимальное давление должен иметь при этом воздух, если температура воспламенения нефти 800° С . Во сколько раз при этом уменьшится его объем? Начальное давление воздуха $p_1 = 1 \text{ атм}$. Начальная температура воздуха $t_1 = 80^\circ \text{ С}$.



Фиг. 3-18.

Конечное давление сжатия определится из уравнения (3-50):

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 1 \cdot \left(\frac{273 + 800}{273 + 80} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 3,04^{3,5} = 48 \text{ атм.}$$

Уменьшение объема определится из уравнения (3-48):

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 48^{0,715} = 16,$$

т. е. объем уменьшается в 16 раз.

Пример 3-10. Определить относительное расположение изотермы и адиабаты в процессе расширения газа при одинаковых начальных параметрах (фиг. 3-18). Для изотермы имеем:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2;$$

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

Для адиабаты

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

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

Так как

$$\frac{v_1}{v_2} < 1$$

и

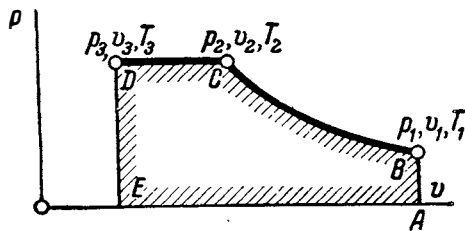
$$k > 1,$$

то для одного и того же v_2 у обеих кривых всегда будет

$$\frac{v_1}{v_2} > \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k,$$

т. е. p_2 в уравнении изотермы всегда больше, чем p_2 в уравнении адиабаты, таким образом AB есть изотерма, а AC — адиабата.

Пример 3-11. Воздух при нормальных условиях сжимают адиабатически до давления $p_2 = 3 \text{ атм}$ и затем охлаждают при постоянном давлении до $t_3 = 0^\circ \text{ С}$.



Фиг. 3-

Какую работу нужно совершить для получения 1 м³ воздуха (фиг. 3-19) при конечных параметрах?

При обозначениях, принятых на фиг. 3-19, имеем:

$$T_1 = T_3 = 273^\circ \text{ К}; \quad p_1 = 1,0333 \text{ ага}; \quad p_3 = 3 \text{ ага}; \\ v_3 = 1 \text{ м}^3.$$

Надо определить

$$W = \text{пл. } ABCDEA.$$

Вес воздуха, участвующего в процессе, и начальный объем определяется из уравнения Клапейрона:

$$G = \frac{p_3 V_3}{RT_3} = \frac{3 \cdot 10^4 \cdot 1}{29,27 \cdot 273} = 3,75 \text{ кг}; \\ V_1 = \frac{GRT_1}{p_1} = \frac{3,75 \cdot 29,27 \cdot 273}{1,0333 \cdot 10^4} = 2,9 \text{ м}^3.$$

Начальный объем может быть определен также из следующего соображения: так как точки D и B имеют одну и ту же температуру, то через них проходит изотерма, и по уравнению (1-10') получим:

$$V_1 = \frac{p_3 V_3}{p_1} = \frac{3 \cdot 1}{1,0333} = 2,9 \text{ м}^3.$$

Работа на участке BC

$$W = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right];$$

$$W = \frac{1,0333 \cdot 2,9 \cdot 10^4}{1,4 - 1} \cdot (1 - 2,9^{0,286}) = -26\,500 \text{ кгм.}$$

Для определения работы на участке CD находим предельно из процесса CB по уравнению (3-48')

$$V_2 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = 2,9 \left(\frac{1,0333}{3} \right)^{1,4} = 1,35 \text{ м}^3.$$

Работа на участке CD определится уравнением (3-27)

$$W = 1,4 \cdot 3 (1 - 1,35) = -10^4 \cdot 3 \cdot 0,35 = -10\,500 \text{ кгм.}$$

Суммарная работа на участке BCD

$$(-26\,500) + (-10\,500) = -37\,000 \text{ кгм.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 3-14. 2 кг воздуха сжимают до тех пор, пока объем становится равным $\frac{1}{4}$ первоначальной величины; $p_1 = 1,5 \text{ ага}$; $t_1 = 27^\circ \text{ С}$. Найти конечные параметры, количество тепла в процессе, работу и изме-

нение внутренней энергии, если сжатие происходит в одном случае изотермически, а в другом адиабатически.

Задача 3-15. 1 м³ воздуха при $p_1 = 2 \text{ ага}$ изотермически расширяется до двойного объема. Определить конечное давление, работу расширения и количество подведенного тепла.

Задача 3-16. В компрессоре сжимается атмосферный воздух при $t = 27^\circ \text{ С}$ до $p_2 = 35 \text{ кг/см}^2$ по манометру. Определить работу сжатия 100 кг воздуха, если сжатие производится изотермически. Давление атмосферы нормальное.

Задача 3-17. В бензиновом двигателе смесь горючего и воздуха сжимается адиабатически до $\frac{1}{5}$

своего объема. Начальное давление смеси $p_1 = 1 \text{ ага}$, начальная температура $t_1 = 90^\circ \text{ С}$. Определить конечные температуру и давление смеси.

Задача 3-18. Воздух при нормальных условиях сжимается адиабатически до давления 5 ага, а затем охлаждается при $v = \text{const}$ до $t_3 = 0$. Какую работу нужно совершить и какое количество тепла нужно отнять для получения 1 м³ воздуха при конечных параметрах?

Задача 3-19. Определить относительное расположение изотермы и адиабаты в процессе сжатия газа при одинаковых начальных параметрах.

Задача 3-20. При изотермическом сжатии объем уменьшается в 2 раза. Температура изотермы $t = 200^\circ \text{ С}$. Сжатый газ адиабатически расширяется до начального давления. Определить конечную температуру газа.

3-11. АДИАБАТИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА ПРИ ПЕРЕМЕННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ($c_v \neq \text{const}$)

Примем прямолинейную зависимость теплоемкости от температуры:

$$c_v = a_v + bT \quad \text{и} \quad c_p = a_p + bT.$$

Тогда по уравнению первого закона термодинамики для адиабатического процесса получим:

$$0 = (a_v + bT) dT + Ap dv.$$

Заменим p из уравнения Клапейрона и разделим все уравнение на T :

$$a_v \frac{dT}{T} + b dT + AR \frac{dv}{v} = 0.$$

Интегрируя в пределах от точки 1 до точки 2, получаем:

$$a_v \ln \frac{T_2}{T_1} = b(T_1 - T_2) + AR \ln \frac{v_1}{v_2}. \quad (a)$$

Введем зависимость

$$AR = c_p - c_v = a_p + bT - a_v - bT = a_p - a_v,$$

$$AR = a_v \left(\frac{a_p}{a_v} - 1 \right).$$

Обозначим

$$\frac{a_p}{a_v} = k',$$

тогда

$$AR = a_v (k' - 1).$$

Подставляя это выражение в формулу (а) и разделив на a_v , получаем:

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k' - 1} + \frac{b}{a_v} T_1 - \frac{b}{a_v} T_2. \quad (b)$$

Введем обозначения:

$$\ln N_1 = \frac{b}{a_v} T_1;$$

$$\ln N_2 = \frac{b}{a_v} T_2,$$

откуда

$$N_1 = e^{\frac{b}{a_v} T_1} \quad (d')$$

и

$$N_2 = e^{\frac{b}{a_v} T_2} \quad (d)$$

Подставляя значения (с) в формулу (b) и производя потенцирование, получаем:

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \left[\left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k' - 1} \cdot \frac{N_1}{N_2} \right],$$

откуда с учетом выражений (d) получаем

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k' - 1} \cdot \frac{e^{\frac{b}{a_v} T_1}}{e^{\frac{b}{a_v} T_2}}. \quad (3-60)$$

При $b=0$, т. е. при постоянной теплоемкости, полученное уравнение переходит в обычное для $c_v = \text{const}$ уравнение (3-49):

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

Трансцендентное уравнение (3-60) для T_2 может быть решено подбором. Что касается p_2 , то оно после вычисления T_2 может быть найдено из объединенного закона Бойля-Мариотта (1-9):

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2 T_1}{v_1 T_2}.$$

Решение уравнения (3-60) затруднительно. Более удобную форму уравнения можно получить, если принять прямолинейную зависимость для k [см. формулу (3-34)]:

$$k = k_0 - \alpha T. \quad (e)$$

В этом случае уравнение адиабаты можно получить следующим образом: из уравнения первого закона следует:

$$\frac{dT}{dv} = - \frac{Ap}{c_v} \quad (f)$$

Заменяя в этом выражении

$$p = \frac{RT}{v} \quad \text{и} \quad \frac{AR}{c_v} = k - 1,$$

получаем:

$$\frac{dT}{dv} = - (k - 1) \frac{T}{v}$$

и после подстановки значения k из формулы (e):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT}{dv} &= - (k_0 - 1 - \alpha T) \frac{T}{v} \\ \text{или} \\ \frac{dT}{T(k_0 - 1 - \alpha T)} &= - \frac{dv}{v}. \end{aligned} \right\} \quad (g)$$

Для произведения интегрирования преобразуем левую часть уравнения следующим образом:

$$\frac{1}{T(k_0 - 1 - \alpha T)} = \frac{1}{k_0 - 1} \left(\frac{1}{T} + \frac{\alpha}{k_0 - 1 - \alpha T} \right),$$

в тождественности чего можно убедиться простейшими алгебраическими преобразованиями.

Подставляя это выражение в формулу (g), получаем:

$$\frac{dT}{T} + \alpha \frac{dT}{k_0 - 1 - \alpha T} = - (k_0 - 1) \frac{dv}{v},$$

что после интегрирования от T_1 до T_2 дает:

$$\ln \frac{T_2}{T_1} - \ln \frac{k_0 - 1 - \alpha T_2}{k_0 - 1 - \alpha T_1} = - (k_0 - 1) \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Отсюда путем потенцирования находим:

$$\frac{T_2}{T_1} \frac{k_0 - 1 - \alpha T_1}{k_0 - 1 - \alpha T_2} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k_0 - 1}.$$

Разделив числитель и знаменатель левой части на T_2 и решая полученное уравнение относительно $\frac{T_1}{T_2}$, можно получить:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(1 - \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1} \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k_0 - 1} + \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1}. \quad (3-61)$$

Из уравнения (3-61) можно непосредственно найти T_2 .

Зависимость между p и v получится, если использовать соотношение

$$\frac{p_1}{v_2} = \frac{v_2 T_1}{v_1 T_2}.$$

После преобразований получим:

$$\frac{p_1}{v_2} = \left(1 - \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1} \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k_0} + \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1} \cdot \frac{v_2}{v_1}. \quad (3-62)$$

Уравнения (3-61) и (3-62) сложны для аналитических расчетов. Часто применяют другой метод упрощения, при котором расчет с переменным k заменяют расчетом с постоянным k , но найденным как среднее значение для этой величины между T_1 и T_2 . Это среднее

значение может быть найдено одним из следующих двух способов:

$$k_m = \frac{\mu c_{pm}}{\mu c_{vm}} = \frac{\mu c_{vm} + 1,986}{\mu c_{vm}} = 1 + \frac{1,986}{\mu \left(a_v + b \frac{T_1 + T_2}{2} \right)} \quad (3-63)$$

или

$$k_m = \frac{k_1 + k_2}{2} = \frac{(k_0 - \alpha T_1) + (k_0 - \alpha T_2)}{2} = k_0 - \alpha \frac{T_1 + T_2}{2}, \quad (3-64)$$

где k_0 берут из выражения k для абсолютных температур. При решении этим способом надо знать T_2 . В тех случаях, когда оно является искомым, им задаются и определяют k_m . Если после подстановки в уравнение адиабаты значений T_2 и k_m получается тождество, следовательно T_2 и k_m правильны, в противном случае делают пересчет (см. пример).

Следует, однако, указать, что проще всего адиабатический процесс при переменных теплоемкостях расчитать графическим путем (см. § 5-9).

Работу газа в адиабатическом процессе при переменных теплоемкостях можно получить из уравнения первого закона (3-52):

$$A w = u_1 - u_2.$$

Пример 3-12. Воздух сжимается от $t_1 = 200^\circ \text{C}$ таким образом, что объем его уменьшается в 16 раз. Определить изменение температуры, считая теплоемкость величиной переменной.

I. При переменном k

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(1 - \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1} \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k_0 - 1} + \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1}$$

$$\frac{473}{T_2} = \left(1 - \frac{0,5 \cdot 473}{10\,000 \cdot (1,41 - 1)} \right) \left(\frac{1}{16} \right)^{0,41} + \frac{0,5 \cdot 473}{(1,41 - 1) \cdot 10^4},$$

$$\frac{473}{T_2} = 0,368,$$

причем принято

$$\alpha = \frac{0,5}{10\,000}, \quad k_0 = 1,41.$$

Отсюда

$$T_2 = \frac{473}{0,368} = 1\,285^\circ \text{K}.$$

II. При постоянном k , принятом как среднее значение соответственно температурам T_1 и T_2 , имеем:

$$k_m = 1 + \frac{1,986}{4,9016 + 0,0006433(200 + 1012)} = 1,35.$$

По уравнению адиабаты (3-49) имеем:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k_m - 1} = 473 \cdot 16^{0,35} = 1\,280^\circ \text{K}.$$

III. Если принять данные для α и k_0 , как в I, получим:

$$k_m = k_0 - \frac{\alpha (T_1 + T_2)}{2} = 1,41 - \frac{0,5}{10\,000} \cdot \frac{473 + 1\,270}{2} = 1,356.$$

Подставляя в уравнение (3-49), находим:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k_m - 1} = 473 \cdot 16^{0,356} = 1\,270^\circ \text{K}.$$

В обоих случаях T_2 , как видно, определяется подбором. В принятых пределах температур получаем почти совпадающие значения. Подсчет при постоянном $k = 1,4$ дал бы следующее:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k - 1} = 473 \cdot 16^{0,4} = 1\,430^\circ \text{K},$$

т. е. получилось бы значительное расхождение.

3-12. ПОЛИТРОПИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГАЗА (при $c_v = \text{const}$)

Рассмотренные до сих пор процессы имели ту особенность, что в каждом из них на какую-либо из величин накладывалось особое ограничение; так, в изохорическом процессе оставался постоянным объем газа, в изобарическом—давление; в изотермическом—температура; в адиабатическом процессе количество извне подведенного тепла равнялось нулю. В этом смысле процессы могут считаться *частными* случаями изменения состояния газа.

В перечисленных процессах как следствие этих особых ограничений можно отметить еще одну особенность, а именно: в каждом из них внешнее тепло распределяется между Δu и w таким образом, что отношение $\frac{\Delta u}{q}$ принимает вполне определенное для данного процесса значение.

Обозначим:

$$\frac{\Delta u}{q} = \frac{q - A w}{q} = \varphi \quad (3-65)$$

и определим φ для каждого из рассмотренных процессов.

Процесс *изохорический*; для него $q = \Delta u$, так что в нем

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = 1.$$

Процесс *изобарический* (при $c_v = \text{const}$); здесь

$$\Delta u = c_v (t_2 - t_1),$$

так что

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v(t_2 - t_1)}{c_p(t_2 - t_1)} = \frac{1}{k}. \quad (3-66)$$

Процесс *изотермический*; в нем $T_2 = T_1$, так что

$$\Delta u = 0$$

и

$$\varphi = \frac{0}{q} = 0.$$

Процесс *адиабатический*; $q = 0$,

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{\Delta u}{0} = \infty.$$

Таким образом все рассмотренные частные случаи изменения состояния характерны тем, что в каждом из них:

1) на какую-либо величину в процессе наложено особое ограничение;

2) отношение $\frac{\Delta u}{q}$ имеет вполне определенное значение для данного процесса.

В отличие от рассмотренных могут иметь место процессы, в которых нет изложенных ограничений, и вследствие этого отношение $\frac{\Delta u}{q}$ может принимать какие угодно значения.

Ограничим здесь наше рассмотрение только такими процессами, в которых φ , т. е. доля тепла, пошедшего на изменение внутренней энергии, будет принимать какое угодно значение, оставаясь, однако, *постоянной* в течение рассматриваемого процесса. Такие процессы называют *политропическими* процессами. Очевидно, все рассмотренные ранее процессы (при $c_v = \text{const}$) подходят под понятие политропического процесса и являются его частными случаями. В дальнейшем это будет подробно показано.

Рассмотрим, как будет изменяться температура в политропическом процессе в зависимости от того или иного распределения внешнего тепла q между Δu и w .

Для процессов расширения идеального газа имеем:

$$q = c_v(t_2 - t_1) + Aw$$

или

$$q - Aw = c_v(t_2 - t_1).$$

а) Пусть

$$q > Aw.$$

В этом случае

$$q - Aw > 0$$

и

$$c_v(t_2 - t_1) > 0.$$

Так как

$$c_v > 0,$$

то

$$t_2 > t_1.$$

Температура газа в этом случае повышается.

б) Пусть

$$q < Aw.$$

Для этого случая

$$q - Aw < 0$$

и

$$c_v(t_2 - t_1) < 0,$$

т. е.

$$t_2 - t_1 < 0$$

и

$$t_2 < t_1.$$

В этом случае подведенного количества тепла недостаточно для производства работы и на последнюю тратится часть внутренней энергии, вследствие чего температура газа падает.

Рассмотрим изменение температуры в процессах *сжатия*. Пусть в них теплота от газа отнимается; чтобы иметь дело с абсолютными значениями тепла и работы, переменим знаки у q и w ; тогда

$$-q = c_v(t_2 - t_1) - Aw$$

или

$$q - Aw = c_v(t_1 - t_2),$$

где q — абсолютное значение *отведенного* количества тепла;

w — абсолютное значение *затраченной* на сжатие газа работы.

а)

$$q > Aw.$$

Для этого случая

$$q - Aw > 0,$$

и

$$t_1 - t_2 > 0,$$

или

$$t_2 < t_1,$$

т. е. когда отводимое от газа количество тепла больше работы при сжатии, температура газа падает.

б)

$$q < Aw.$$

Для этого случая

$$q - Aw < 0$$

и

$$t_1 - t_2 < 0 \text{ или } t_2 > t_1.$$

Следовательно, в процессах, в которых количество отводимого тепла меньше работы сжатия, температура газа повышается.

Политропические процессы могут протекать не только так, как здесь рассмотрено. Для случаев расширения могут иметь место процессы с отнятием тепла, а для сжатия—с сообщением тепла. Пользуясь уравнением первого закона термодинамики (3-26), нетрудно установить, как в этих случаях будет изменяться температура газа.

Теплоемкость газа в политропическом процессе. Как было указано, теплоемкость зависит от условий протекания процесса. Поскольку в политропическом процессе распределение количества извне подводимого тепла между внутренней энергией и работой может быть какое угодно, постольку и каждый процесс должен иметь свою теплоемкость.

Из определения понятия теплоемкости мы можем написать для политропического процесса:

$$q = c(t_2 - t_1), \quad (3-67)$$

где c —теплоемкость данного политропического процесса.

С другой стороны, для идеального газа

$$\Delta u = c_v(t_2 - t_1).$$

Деля второе равенство на первое, находим:

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v}{c}, \quad (a)$$

откуда теплоемкость политропического процесса

$$c = \frac{c_v}{\varphi}. \quad (3-68)$$

При $c_v = \text{const}$ и принятом условии $\varphi = \text{const}$ в каждом отдельном политропическом процессе будет и

$$c = \text{const}$$

(т. е. c не является функцией температуры), причем в различных процессах в зависимости от φ теплоемкость c будет принимать различные значения.

Значения теплоемкостей газов в процессах $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ были приведены в § 2-1.

Установим, какие значения принимают теплоемкости газов в процессах изотермическом и адиабатическом. Из уравнения (3-67) для *любого* политропического процесса

$$c = \frac{q}{t_2 - t_1}.$$

Для изотермического процесса $t_2 - t_1 = 0$, так что в нем

$$c = \pm \infty.$$

Для адиабатического процесса $q = 0$, так что здесь

$$c = 0.$$

Уравнение политропического процесса получается таким же образом, как и в предыдущем параграфе, а именно: решением дифференциального уравнения первого закона термодинамики. И, действительно, подставим в уравнение (3-25) первого закона термодинамики

$$dq = cdT,$$

где c —теплоемкость соответствующего политропического процесса. Тогда

$$cdT = c_v dT + p dv. \quad (b)$$

Уравнение (b) можно представить в таком виде:

$$0 = (c_v - c) d \frac{pv}{R} + p dv.$$

После дифференцирования и алгебраических преобразований получаем:

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

Разделив все уравнение на дробь $\frac{c_v - c}{R} pv$ и принимая во внимание, что $c_v + AR = c_p$, получаем:

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

Введем обозначение

$$\frac{c_p - c}{c_v - c} = m, \quad (3-69)$$

и наше уравнение принимает вид:

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

Интегрируя его, как в предыдущем параграфе, получаем уравнение политропического процесса в координатах pv :

$$pv^m = \text{const}, \quad (3-70)$$

где m , как это следует из выражения (3-69), есть постоянное для данного политропического процесса число, следовательно, как и φ , оно является характеристикой процесса; отсюда процессы, подчиняющиеся уравнению (3-70), называют *политропическими*; очевидно, это определение не расходится с определением, ранее установленным.

Исключая из уравнения (3-70) отдельные параметры при помощи уравнения Клапейрона, как это мы делали в предыдущем параграфе,

находим уравнения политропы в координатах Tv и Tr ; они получают вид:

$$Tv^{m-1} = \text{const}, \quad (3-71)$$

$$T^m p^{1-m} = \text{const}. \quad (3-72)$$

Пользуясь уравнениями (3-70), (3-71) и (3-72), можно вывести следующие зависимости между любыми точками политропического процесса (как это было сделано для адиабатического изменения состояния газа):

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^m; \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{m}}; \quad (3-73)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{m-1}; \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{m-1}}; \quad (3-74)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}; \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{m}{m-1}}. \quad (3-75)$$

Из сказанного о показателе m следует, что между ним и φ должна быть однозначная зависимость. Установим ее.

В уравнении (3-69) заменим

$$c = \frac{c_v}{\varphi};$$

разделив далее числитель и знаменатель на c_v и, помня, что $\frac{c_p}{c_v} = k$, после простых алгебраических преобразований получим:

$$m = \frac{k\varphi - 1}{\varphi - 1}. \quad (3-76')$$

Решая это уравнение относительно φ , находим:

$$\varphi = \frac{m-1}{m-k}, \quad (3-76)$$

а теплоемкость может быть выражена одним из следующих соотношений:

$$c = c_v \frac{m-k}{m-1} = \frac{c_v m - c_p}{m-1} = c_v - \frac{c_p - c_v}{m-1}. \quad (3-76'')$$

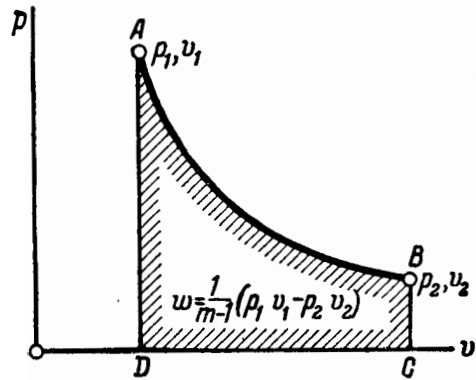
Итак, рассмотрение политропического процесса при $c_v = \text{const}$ показывает, что в каждом таком процессе

$$\begin{aligned} \varphi &= \text{const}, \\ c &= \text{const}, \\ m &= \text{const}. \end{aligned}$$

Каждое из этих уравнений может служить определением политропического процесса.

Работа газа в политропическом процессе. Из уравнения первого закона термодинамики для идеального газа следует:

$$A\omega = q - c_v(t_2 - t_1).$$



Фиг. 3-20.

Подставляя сюда значение q из уравнения (3-67), получаем:

$$A\omega = (c - c_v)(t_2 - t_1).$$

Заменяя разность $t_2 - t_1$ по уравнению Клапейрона и используя уравнение Майера, находим:

$$\omega = \frac{c_p - c}{c_p - c_v} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Выражение, стоящее перед скобками, можно преобразовать, подставив вместо c его выражение через m из (3-76''):

$$\frac{c_p - c}{c_p - c_v} = \frac{c_v - \left(c_v - \frac{c_p - c_v}{m-1}\right)}{c_p - c_v} = \frac{1}{m-1}.$$

Тогда формула для работы принимает вид:

$$\omega = \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (3-77)$$

Изобразим работу политропического изменения состояния газа в p - v -диаграмме. Пусть кривая AB (фиг. 3-20) представляет рассматриваемый политропический процесс. Площадь $ABCD$ под кривой AB в диаграмме p - v изображает работу расширения газа в процессе. Как видно из формулы (3-77) и фиг. 3-20, она может быть получена делением на $(m-1)$ разности площадей прямоугольников, построенных на параметрах начальной и конечной точек процесса.

Формула для работы здесь имеет тот же вид, что и для адиабатического процесса, только вместо показателя адиабаты k стоит показатель политропы m . Очевидно, все остальные выведенные в адиабатическом процессе формулы могут быть применены для политропического процесса, если в них произведе-

сти такую же замену. По аналогии здесь можно пользоваться такими формулами:

$$\omega = \frac{p_1 v_1}{m-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{m-1} \right]; \quad (3-78)$$

$$\omega = \frac{p_1 v_1}{m-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]; \quad (3-79)$$

$$\omega = \frac{p_1 v_1}{m-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (3-80)$$

(в последней формуле удобно заменить $p_1 v_1 = RT_1$). Для получения работы G кг в приведенных формулах следует вместо v взять V .

Обобщающее значение политропического процесса. Как было указано, изохорический, изобарический, изотермический и адиабатический процессы изменения состояния газа суть частные случаи политропического процесса, следовательно, давая показателю политропы m различные значения, мы должны из уравнения политропы (3-70) получить уравнения кривых частных процессов. Рассмотрим, как изменится уравнение политропы (3-70), если показателю политропы давать разные значения.

а) При $m=0$

$$v^m = 1$$

и уравнение (3-70) принимает вид:

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

т. е. этот случай относится к изобарическому процессу: процесс изобразится прямой, параллельной оси абсцисс фиг. 3-21, на которой рассмотрен случай расширения.

б) При $m=1$ уравнение (3-70) принимает так:

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

что относится к изотермическому процессу (равнобокая гиперболы на фиг. 3-21).

с) При

$$m = k = \frac{c_p}{c_v}$$

уравнение (3-70) принимает вид:

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

т. е. уравнение в этом случае описывает адиабатический процесс (фиг. 3-21).

д) Пусть далее

$$m \rightarrow \infty;$$

для начальной и конечной точек процесса получаем:

$$p_1 v_1^m = p_2 v_2^m$$

или, извлекая корень m -й степени,

$$p_1^{\frac{1}{m}} v_1 = p_2^{\frac{1}{m}} v_2.$$

При $m \rightarrow \infty$

$$p_1^{\frac{1}{m}} \rightarrow 1, \quad p_2^{\frac{1}{m}} \rightarrow 1$$

и

$$v_1 = v_2,$$

т. е.

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

Таким образом, при $m \rightarrow \infty$ уравнение политропы описывает изохорический процесс (фиг. 3-21).

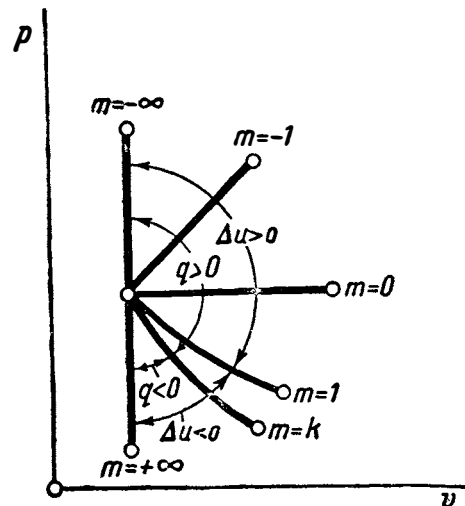
При всяком отрицательном значении m политропа займет на фиг. 3-21 положение между 0 и $-\infty$, так как в этом случае при расширении должно иметь место увеличение давления, что ясно из уравнения

$$\frac{p}{v^{-m}} = \text{const},$$

в котором $(-m)$ — положительный показатель.

При сжатии газа для всех указанных значений m кривые располагаются так, как указано на фиг. 3-22.

Фиг. 3-21 и 3-22 дают возможность, зная значение показателя m политропы, определить относительное расположение этой политропы в p - v диаграмме, а также выяснить, подводится или отводится теплота и как изменяется внутренняя энергия в описываемом ею процессе.



Фиг. 3-21.

Легко видеть по фиг. 3-21, что для процессов расширения с показателем политропы m , лежащим между k и $-\infty$, теплота должна подводиться, а в пределах значений m между k и $+\infty$ теплота должна отводиться.

Для процессов сжатия (фиг. 3-22) с показателем политропы m , лежащим между k и $-\infty$ теплота должна отводиться, а в пределах значений m между k и $+\infty$ теплота должна подводиться.

По этим же диаграммам легко определить, как изменяется внутренняя энергия, т. е. определить, что происходит с температурой при изменении состояния идеального газа. Известно, что при $m=1$ изменения внутренней энергии нет:

$$\Delta u = 0 \text{ и } t = \text{const};$$

с другой стороны, в процессе $v = \text{const}$ при увеличении давления $\Delta u > 0$, а при снижении давления $\Delta u < 0$. Отсюда можно сделать такие выводы: при расширении идеального газа в пределах изменения m между 1 и $-\infty$ получается:

$$\Delta u > 0;$$

а между 1 и $+\infty$ получается

$$\Delta u < 0;$$

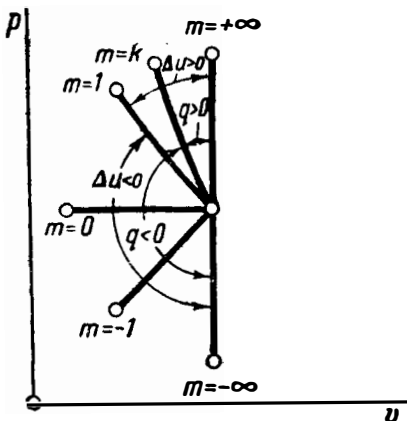
при сжатии в пределах изменения m между 1 и $+\infty$ получается

$$\Delta u > 0,$$

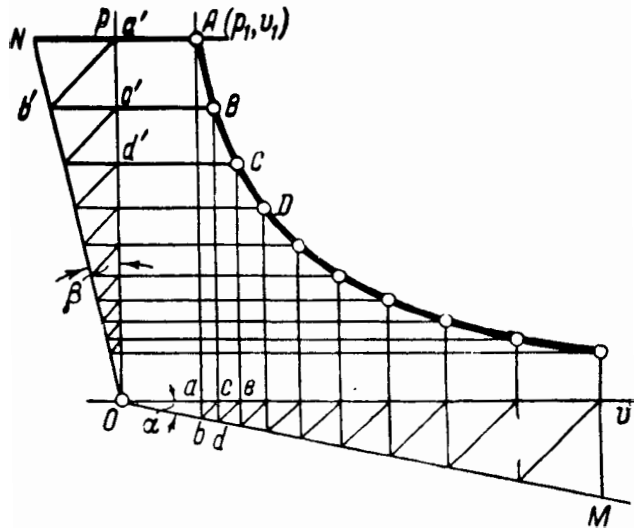
а между 1 и $-\infty$ получается

$$\Delta u < 0.$$

Построение политропы с заданным показателем m можно произвести различными способами, из которых мы здесь укажем один — способ Брауера.



Фиг. 3-22.



Фиг. 3-23.

Пусть в координатах $p v$ надо построить политропу с показателем m и начальными параметрами p_1, v_1 . Для этого проводят под произвольным к оси ординат углом α линию OM и под углом β к оси ординат линию ON (фиг. 3-23). Угол β находят из уравнения

$$1 + \text{tg } \beta = (1 + \text{tg } \alpha)^m.$$

Далее, из точки A проводят линии, параллельные осям координат, а из точек b и a' — линии под углом в 45° к осям координат. Из полученных при этом точек b' и c проводят линии, параллельные осям координат; в пересечении этих последних получают точку B политропы с параметрами p, v . Покажем, что точка B принадлежит политропе, т. е.

$$p_1 v_1^m = p v^m.$$

Из фиг. 3-23 имеем:

$$b'c' = Oc' \cdot \text{tg } \beta = p \text{tg } \beta;$$

$$ab = Oa \cdot \text{tg } \alpha = v \text{tg } \alpha.$$

Кроме того,

$$b'c' = a'c' = p_1 - p;$$

$$ab = ac = v - v_1.$$

Таким образом,

$$p_1 - p = p \text{tg } \beta;$$

$$v - v_1 = v_1 \text{tg } \alpha$$

или

$$p_1 = p (1 + \text{tg } \beta); \tag{c}$$

$$v_1 (1 + \text{tg } \alpha) = v. \tag{d}$$

Возведем уравнение (d) в степень m и перемножим почленно с уравнением (c). Получаем:

$$p_1 v_1^m (1 + \text{tg } \alpha)^m = p v^m (1 + \text{tg } \beta).$$

Так как нами принято

$$1 + \operatorname{tg} \beta = (1 + \operatorname{tg} \alpha)^m,$$

то по сокращении имеем:

$$p_1 v_1^m = p v^m.$$

Аналогичным образом строятся и остальные точки политропы C , D и т. д.

Впрочем проще и точнее построить политропу можно „по точкам“; для этого задаются рядом значений v и по известному значению $p_1 v_1^m$ находят соответствующие значения p . Сказанное относится и к построениям изотермы и адиабаты.

Если имеется в $p v$ -диаграмме кривая, описывающая политропический процесс, то показатель ее определяют следующим образом: для двух каких-либо точек A и B находят по масштабу диаграммы p_1 , v_1 , p_2 , v_2 . Тогда

$$p_1 v_1^m = p_2 v_2^m.$$

Прологарифмировав обе части этого уравнения, получают:

$$\lg p_1 + m \lg v_1 = \lg p_2 + m \lg v_2,$$

откуда

$$m = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg v_2 - \lg v_1}. \quad (3-81)$$

Показатель m готовой политропы можно вычислить и графически. Для этого в любой точке E политропы AB проводят касательную CD (фиг. 3-24). Отрезок FD между основанием ординаты и следом касательной пусть будет d . Дифференцируя уравнение политропы $p v^m = \text{const}$, находим:

$$v^m dp + m p v^{m-1} dv = 0,$$

откуда после сокращения на v^{m-1}

$$m = - \frac{v dp}{p dv} = \frac{v}{p} \operatorname{tg} \alpha,$$

так как по смыслу

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{dp}{dv}.$$

С другой стороны, из фиг. 3-24 имеем:

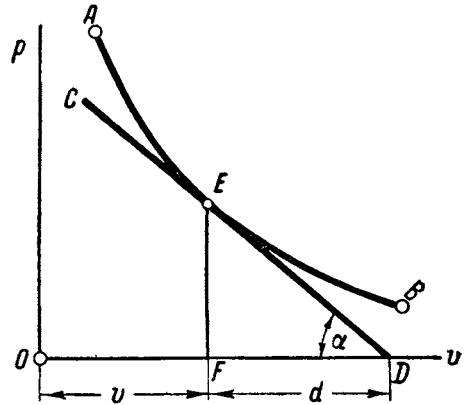
$$d = p \operatorname{ctg} \alpha.$$

Подставляя в выражение для m значение $\operatorname{tg} \alpha$, находим:

$$m = \frac{v}{d} = \frac{OF}{FD},$$

что и дает способ графического определения m в точке E .

Политропические процессы удобно рассматривать в логарифмических координатах.



Фиг. 3-24.

Действительно, из уравнения политропы имеем:

$$\lg p + m \lg v = \text{const}.$$

Если по оси x отложить $\lg v$, а по оси y отложить $\lg p$, то для любой точки процесса имеем:

$$y = -mx + \text{const}. \quad (a)$$

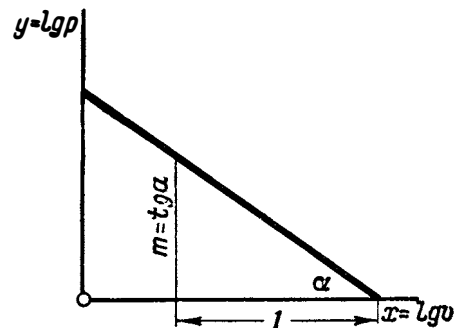
Уравнение (a) есть в принятых координатах уравнение прямой линии (фиг. 3-25), и показатель политропы m определяется тангенсом угла наклона прямой, т. е.

$$m = \operatorname{tg} \alpha.$$

Зная для любого процесса m , можно найти α , и наоборот.

В означенной диаграмме все политропические процессы будут выражены прямыми.

Если процесс после его перенесения в логарифмическую диаграмму окажется представленным кривой линией, то он может быть выражен уравнением $p v^m = \text{const}$ приближенно. Можно также разделить полученную кривую линию на ряд отрезков, приближаю-



Фиг. 3-25.

шихся к прямым, и для каждого из них определить по логарифмической диаграмме свое значение m .

3-13. ПОЛИТРОПИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС (при $c_v \neq \text{const}$)

В предыдущем параграфе было указано, что при $c_v = \text{const}$ каждое из трех положений $\varphi = \text{const}$; $c = \text{const}$; $m = \text{const}$ (а)

может служить определением политропического процесса. Проверим, можно ли и в случае $c_v \neq \text{const}$ пользоваться ими с этой целью. Возьмем первое из них, $\varphi = \text{const}$, и проверим по нему частные случаи изменения состояния. Во всех процессах (кроме изобарического) это условие соблюдается, но изобарический процесс при $c_v \neq \text{const}$ не будет иметь

$$\varphi = \text{const},$$

так как для него

$$\varphi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{1}{k},$$

а при $c_v \neq \text{const}$, и $k \neq \text{const}$, т. е.

$$\varphi \neq \text{const}.$$

Поэтому взятый признак не может быть использован для определения политропического процесса.

Проверим второе положение: нельзя ли при $c_v \neq \text{const}$ принять $c = \text{const}$ определением политропического процесса; при ближайшем рассмотрении убеждаемся в невозможности этого; и действительно, для изохорического процесса всегда

$$\varphi = \frac{c_v}{c} = 1;$$

приняв $c = \text{const}$, мы из формулы для φ получаем, что $c_v = \text{const}$, а это противоречит принятому условию.

Нельзя и последнее условие, $m = \text{const}$, принять в качестве определения политропического процесса, так как это противоречит установленному ранее, что адиабатический процесс при $c_v \neq \text{const}$ протекает при переменном k .

Итак, из имеющихся в нашем распоряжении характеристик нет ни одной, которая могла бы определить политропический процесс при $c_v \neq \text{const}$ так, чтобы все остальные были его частными случаями. Поэтому мы оставляем прежнее определение, выраженное уравнением (а), считая его для этого случая *приближенным*.

Для большей точности расчетов следует, представив процесс графически, разбить его

на несколько частей и найти значения $\varphi = \text{const}$, $c = \text{const}$ и $m = \text{const}$ в каждом из них.

Соотношения (3-76'), (3-76) между m , c и φ остаются справедливыми и при $c_v \neq \text{const}$.

Пример 3-13. В дополнение к примеру 3-7 выяснить конечные параметры, количество внешнего тепла, работу и изменение внутренней энергии, если расширение происходит политропически с показателем политроты 1,1 и 1,6.

Показать в pV -диаграмме относительное расположение этих политрот.

3. Политропическое расширение: $m = 1,1$.

Начальный объем $V_1 = 0,336 \text{ м}^3$. Конечный объем $V_2 = 1,68 \text{ м}^3$.

Конечное давление из уравнения (3-73)

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^m = 10 \left(\frac{1}{5} \right)^{1,1} = 1,7 \text{ ага}.$$

Конечная температура определяется по уравнению Клапейрона

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{GR} = \frac{1,7 \cdot 10^4 \cdot 1,68}{2 \cdot 29,27} = 486^\circ \text{К}.$$

Работа газа

$$W = \frac{1}{m-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{10^4}{1,1-1} (10 \cdot 0,336 - 1,7 \cdot 1,68),$$

$$W = 50\,000 \text{ кгм}.$$

Количество тепла в процессе. По уравнению (3-76)

$$\varphi = \frac{m-1}{m-k} = \frac{1,1-1}{1,1-1,4} = -\frac{1}{3}.$$

По уравнению (3-65)

$$\frac{Q - AW}{Q} = -\frac{1}{3},$$

откуда

$$Q = +\frac{3}{4} AW = \frac{3 \cdot 50\,000}{4 \cdot 427} = 88,0 \text{ ккал}.$$

Знак (+) показывает, что тепло в данном процессе подводится, это можно заключить также и по положению политроты на фиг. 3-21 для значения $m = 1,1$, находящегося в пределах между k и $-\infty$.

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = Q - AW = 88 - \frac{50\,000}{427} = -29 \text{ ккал}.$$

Знак (—) показывает, что внутренняя энергия убывает. Количество подводимого тепла меньше работы газа, а именно: $Q = \frac{3}{4} AW$; недостающее количество тепла покрывается за счет внутренней энергии:

$$\Delta U = -\frac{1}{4} AW,$$

уменьшение внутренней энергии вызывает падение температуры:

$$T_1 = 573^\circ \text{К}, T_2 = 486^\circ \text{К}.$$

4. Политропическое изменение при $m = 1,6$.

Начальный объем $V_1 = 0,336 \text{ м}^3$. Конечный объем $V_2 = 1,68 \text{ м}^3$.

Конечное давление из уравнения (3-73):

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^m = 10 \cdot \frac{1}{5}^{1,6} = 0,77 \text{ ага.}$$

Конечная температура по уравнению Клапейрона

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{GR} = \frac{0,77 \cdot 10^4 \cdot 1,68}{2 \cdot 29,27} = 220^\circ \text{К.}$$

Работа газа

$$W = \frac{1}{m-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{10^4}{0,6} (10 \cdot 0,336 - 0,77 \cdot 1,68),$$

$$W = 34\,500 \text{ кдж.}$$

Количество тепла в процессе: по уравнению (3-76)

$$\varphi = \frac{m-1}{m-k} = 3.$$

Следовательно,

$$\frac{Q - AW}{Q} = 3,$$

откуда

$$Q = -\frac{1}{2} AW = -\frac{34\,500}{2 \cdot 427} = -40,0 \text{ ккал.}$$

Знак (—) показывает, что в данном процессе тепло отводится; это видно и по положению политропы на фиг. 3-21 для значения $m = 1,6$, находящегося между k и $+\infty$.

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = Q - AW = -\frac{1}{2} AW - AW = -\frac{3}{2} AW;$$

$$\Delta U = -\frac{3 \cdot 34\,500}{2 \cdot 427},$$

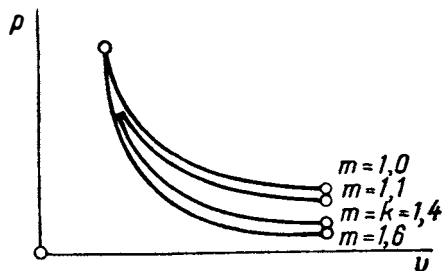
$$AW = -121 \text{ ккал.}$$

Знак (—) показывает, что внутренняя энергия газа падает.

Таким образом различные условия изменения состояния газа (примеры 3-7 и 3-13) дают следующие результаты:

	V_1	V_2	p_1	p_2	T_1	T_2	W	Q	ΔU
$m = 1$	0,336	1,68	10	2	573	573	54 100	126,8	0
$m = 1,1$	0,336	1,68	10	1,7	573	486	50 000	88,0	-32,7
$m = 1,4$	0,336	1,68	10	1,05	573	300	40 000	0	-93,8
$m = 1,6$	0,336	1,68	10	0,77	573	220	34 500	-40,0	-121,0

Относительное расположение политроп в системе pV соответственно этим данным показано на фиг. 3-26.



Фиг. 3-26.

Пример 3-14. Политропический процесс сжатия идет с показателем политропы $m = 1,1$ и $m = 1,6$. Исследовать оба процесса; $k = 1,4$.

I. Показатель политропы $m = 1,1$.

Определяем φ . По формуле (3-76)

$$\varphi = \frac{m-1}{m-k} = \frac{1,1-1}{1,1-1,4} = -\frac{1}{3}.$$

Так как в данном процессе сжатия

$$k > m > -\infty,$$

$$1,4 > 1,1 > -\infty,$$

то по § 3-12 здесь теплота должна отводиться; найдем зависимость между количеством тепла и работой; чтобы иметь дело с абсолютными значениями, в формуле (3-65) дадим q и w соответствующие знаки, получим:

$$\frac{(-q) - (-Aw)}{-q} = -\frac{1}{3}$$

или

$$-q + Aw = \frac{q}{3},$$

откуда

$$Aw = \frac{4}{3} q,$$

т. е. затраченная на сжатие газа работа больше, чем количество отведенного тепла.

Определим изменение внутренней энергии; по первому закону термодинамики

$$q = \Delta u + Aw$$

или для абсолютных значений q и w в данном процессе сжатия

$$-q = \Delta u - Aw,$$

что дает

$$\Delta u = -q + Aw = -q + \frac{4}{3} q = \frac{1}{3} q,$$

т. е. внутренняя энергия в процессе повышается.

Итак, затраченная на сжатие газа работа

$$Aw = \frac{4}{3} q$$

переходит в тепло и распределяется следующим образом: часть ее в количестве q килокалорий отводится, остальная часть, равная $\frac{1}{3} q$, идет на повышение внутренней энергии газа.

II. Показатель политропы $m = 1,6$.

Определяем φ по формуле (3-76):

$$\varphi = \frac{m-1}{m-k} = \frac{1,6-1}{1,6-1,4} = \frac{0,6}{0,2} = 3.$$

Так как в данном случае

$$\infty > m > k,$$

$$\infty > 1,6 > 1,4,$$

то по § 3-12 теплота подводится.

Определим зависимость между количеством тепла и работой; чтобы иметь дело с абсолютными значениями, в формуле (3-65) дадим q и Aw соответствующие знаки:

$$\frac{q - (-Aw)}{q} = 3,$$

откуда

$$q + Aw = 3q$$

и

$$Aw = 2q,$$

т. е. затраченная на сжатие работа равна удвоенному количеству подведенного тепла.

Определяем изменение внутренней энергии; по первому закону термодинамики

$$q = \Delta u + Aw$$

или для абсолютных значений q и w

$$q = \Delta u - Aw,$$

откуда

$$\Delta u = q + 2q = 3q,$$

т. е. в данном процессе внутренняя энергия газа повышается.

Итак, затраченная на сжатие работа $Aw = 2q$ вместе с подведенным количеством тепла q идет на повышение внутренней энергии.

Пример 3-15. В процессе политропического расширения газ совершает работу, равную 25 000 кгм, причем в одном случае газу сообщается 40 ккал тепла, в другом случае от газа отводится 15 ккал тепла. Определить в обоих случаях показатели политропы и относительное их расположение в диаграмме pV ; $k=1,4$.

I. $W = 25\ 000$ кгм, $Q = 40$ ккал. По уравнению (3-65)

$$\varphi = \frac{Q - AW}{Q} = \frac{40 - \frac{25\ 000}{427}}{40} = 0,43,$$

откуда

$$m = \frac{k\varphi - 1}{\varphi - 1} = 1,14.$$

II. $W = 25\ 000$ кгм, $Q = -15$ ккал. По уравнению (3-65)

$$\varphi = \frac{Q - AW}{Q} = \frac{-15 - \frac{25\ 000}{427}}{-15} = 4,9,$$

откуда

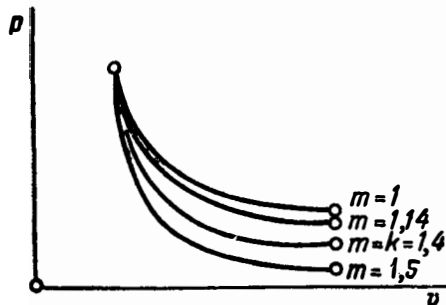
$$m = 1,50.$$

Относительное расположение политропы видно на фиг. 3-27.

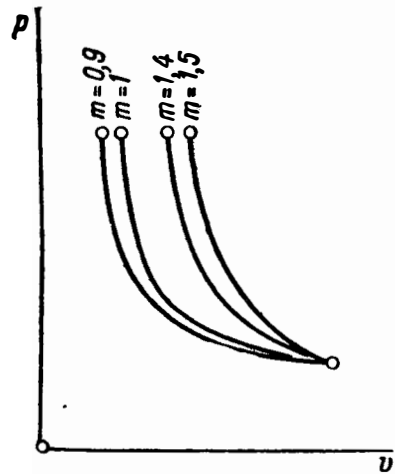
Пример 3-16. В процессе сжатия затрачивается работа 20 000 кгм, причем в одном случае от газа отводится 60 ккал, в другом случае газу сообщается 10 ккал тепла. Определить показатели политроп и относительное их расположение в диаграмме pV .

I. $W = -20\ 000$ кгм, $Q = -60$ ккал, $k = 1,4$. По уравнению (3-65)

$$\varphi = \frac{Q - AW}{q} = \frac{-60 + \frac{20\ 000}{427}}{-60} = 0,22,$$



Фиг. 3-27.



Фиг. 3-28.

откуда

$$m = \frac{k\varphi - 1}{\varphi - 1} = \frac{1,4 \cdot 0,22 - 1}{0,22 - 1} = 0,9.$$

II. $W = -20\ 000$ кгм, $Q = 10$ ккал, $k = 1,4$.

По уравнению (3-65)

$$\varphi = \frac{Q - AW}{Q} = \frac{10 + \frac{20\ 000}{427}}{10} = 5,7,$$

откуда

$$m = \frac{k\varphi - 1}{\varphi - 1} = \frac{1,4 \cdot 5,7 - 1}{5,7 - 1} \approx 1,5.$$

Расположение политроп видно из фиг. 3-28.

Пример 3-17. Объем $V_1 = 2$ м³ воздуха при $p_1 = 2$ ата и $t_1 = 40^\circ\text{C}$ сжат до $p_2 = 11$ ата и $V_2 = 0,5$ м³. Определить показатель политропы, работу сжатия, конечную температуру и количество тепла в процессе.

Показатель политропы определяется из уравнения

$$p_1 V_1^m = p_2 V_2^m,$$

откуда

$$m = \frac{\lg \frac{p_2}{p_1}}{\lg \frac{V_1}{V_2}} = \frac{\lg 5,5}{\lg 4} = \frac{0,7404}{0,6021} = 1,23.$$

Работа сжатия

$$W = \frac{1}{m-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{10^4}{0,23} [2 \cdot 2 - 11 \cdot 0,5],$$

$$W = -65\ 200 \text{ кгм.}$$

По уравнению (3-76)

$$\varphi = \frac{m-1}{m-k} = \frac{1,23-1}{1,23-1,4} = -1,35.$$

Количество тепла в процессе

$$\frac{Q - AW}{Q} = \varphi,$$

откуда

$$Q = \frac{AW}{1 - \varphi} = \frac{-65\,200}{2,35 \cdot 427} = -65 \text{ ккал.}$$

Конечная температура определяется из уравнений (3-74).

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 3-21. Смесь светильного газа и воздуха подвергается сжатию по политропе с показателем $m = 1,3$. Начальная температура $t_1 = 60^\circ\text{C}$. Начальное давление $p_1 = 1 \text{ ата}$. Определить конечные давление и температуру при степени сжатия

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 3,7.$$

Задача 3-22. В цилиндре двигателя Дизеля происходит сжатие воздуха по политропе с показателем $m = 1,25$. Определить конечную температуру и давление воздуха при степени сжатия

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 15.$$

Начальная температура $t_1 = 90^\circ\text{C}$; $p_1 = 1 \text{ ата}$.

Задача 3-23. В цилиндре сжимают воздух так, чтобы его конечная температура была выше температуры воспламенения керосина, равной 800°C . Сжатие происходит по политропе с показателем $m = 1,3$. Начальное давление $p_1 = 0,9 \text{ ата}$. Начальная температура $t_1 = 60^\circ\text{C}$. Определить минимальное конечное давление и степень сжатия.

Задача 3-24. Горючая смесь при $t_1 = 80^\circ\text{C}$ и $p_1 = 0,9 \text{ ата}$ сжимается в цилиндре двигателя по политропе с показателем $m = 1,32$. Какова должна быть максимальная степень сжатия для того, чтобы не на-

ступило самовоспламенения горючей смеси. (Температура воспламенения смеси равна 450°C .)

Задача 3-25. 2 кг воздуха при $t_1 = 47^\circ\text{C}$ и давлении $p_1 = 1 \text{ ата}$ подвергаются сжатию до $p_2 = 12 \text{ ата}$. Определить t_2 , V_1 , V_2 , Q , ΔU и W , если сжатие происходит:

- 1) изотермически;
- 2) адиабатически;
- 3) политропически с $m = 1,1$;
- 4) политропически с $m = 1,5$.

Показать относительное расположение кривых в p - v -диаграмме.

Задача 3-26. Политропический процесс расширения идет с показателями $m = 0,8$; $m = 1,2$; $m = 1,6$.

Исследовать процессы и показать относительное расположение политроп в p - v -диаграмме.

Задача 3-27. В процессе расширения газ совершает работу, равную 30 000 кгм, причем в одном случае газу сообщается 90 ккал, в другом случае 50 ккал тепла. Как изменится внутренняя энергия и температура газа в обоих случаях. Определить показатели политропы и их относительное расположение в p - v -диаграмме.

Задача 3-28. В процессе сжатия расходуется работа в количестве 35 000 кгм, причем в одном случае от газа отводится 100 ккал, а в другом 80 ккал тепла. Определить, как изменяется внутренняя энергия газа и температура в обоих случаях. Определить показатель политроп.

Задача 3-29. 2 кг воздуха при $p_1 = 10 \text{ ата}$ и $t_1 = 400^\circ\text{C}$ расширяются до пятикратного объема и давления $p_2 = 1,5 \text{ ата}$. Определить показатель политропы, работу расширения, конечную температуру и количество тепла в процессе.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ПРИЛОЖЕНИЯ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ К ХИМИЧЕСКИМ ПРОЦЕССАМ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

4-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В предыдущей главе были рассмотрены физические явления или физические процессы изменения состояния.

Техническая термодинамика рассматривает и явления, в которых происходит изменение самой молекулы рабочего тела. Это так называемые химические реакции¹. Сюда относятся такие явления, как образование новых тел из двух или нескольких взятых, и явления разложения какого-либо сложного тела на составляющие. Из химических реакций наибольший интерес здесь представляет реакция горения.

В последнее время техническая термодинамика рассматривает также явления растворения одних тел в других. Техническая тер-

модинамика занимается и явлениями, при которых происходит изменение агрегатного состояния тела. Сюда относятся преобразования жидких тел в газообразные и прежде всего воды в пар. Эти процессы некоторые авторы причисляют к физико-химическим процессам изменения состояния.

Рассмотренные в предыдущем параграфе изменения состояния относились к рабочим телам, состояние которых определялось двумя параметрами, поэтому такие процессы могли протекать, если даже один из параметров оставался постоянным, но невозможно было представить для таких тел процессы, в которых оставались бы постоянными два параметра.

При изучении процессов изменения состояния с химическими превращениями часто имеют дело с системами, состояние которых характеризуется тремя и более параметрами. Так, к известным нам параметрам прибавляется величина — концентрация (см. далее).

¹ Подробное изучение этих явлений с энергетической стороны составляет содержание отдельной дисциплины — химической термодинамики.

В процессах изменения состояния таких систем могут оставаться постоянными уже *два* параметра. В химической термодинамике при изучении таких систем интересуются *изотермическими* процессами, в которых остается постоянным *удельный объем* или *давление*. Так получаются в одном случае — *изохорно-изотермический* процесс, в другом — *изобарно-изотермический* процесс. Легко усмотреть, что такие процессы невозможны для физических явлений с идеальными газами. (Как видно будет в дальнейшем, одновременный процесс $p = \text{const}$ и $t = \text{const}$ возможен и в случае изменения агрегатного состояния тела.)

Химические реакции сопровождаются тепловыми явлениями. Сущность химической реакции в элементарном виде можно представить себе так. Как известно, молекула — это собрание атомов, связанных между собой особого рода силами. При взаимодействии молекул между собой происходит разрушение молекул одного типа и возникновение молекул другого типа при сохранении каждым атомом своей индивидуальности. При этом разрушаются силы связи между атомами сходных молекул и возникают силы связи между атомами вновь получившихся молекул. В результате работы тех и других сил происходит или выделение тепловой энергии во внешнюю среду — такие реакции называются *экзотермическими*, или поглощение тепловой энергии из внешней среды — такие реакции называют *эндотермическими*. Ту внутреннюю энергию тела или системы тел, которая преобразуется во время реакции в тепловую (а иногда и в другие виды энергии) и при этом выделяется, называют химической энергией. В случае, если в реакции происходит поглощение тепловой энергии из внешней среды, то происходящее при этом ее исчезновение объясняют преобразованием тепловой энергии в химическую, которой и стало обладать вновь образовавшееся в результате эндотермической реакции тело или система тел.

Таким образом, тела обладают *внутренней химической энергией*, проявляющейся в химических реакциях; в рассмотренных до сих пор явлениях физического характера эта энергия в процессах изменения состояния не изменялась, и поэтому, подсчитывая внутреннюю энергию тела (газа), мы ею не интересовались; в явлениях, сопровождающихся и химическими изменениями, под *внутренней энергией тела* или *системы тел* мы будем разуметь сумму внутренней тепловой энергии, которую мы определили в § 2-1 как сумму четырех

составляющих, и внутренней химической энергии тела. Если попрежнему U — внутренняя (тепловая) энергия, U_x — химическая энергия то

$$U^* = U + U_x, \quad (4-1)$$

где U^* — внутренняя энергия тела или системы тел с включением и химической энергии тела. (В уравнениях химической термодинамики все величины обычно относят к 1 *молю*. В этих уравнениях мы будем применять прописные буквы.)

Внутренняя химическая энергия может идти и на совершение работы, а потому, рассматривая процессы изменения состояния, сопровождающиеся и химическими явлениями, надо расширить и это понятие.

В процессах, рассмотренных в предыдущей главе, рабочее тело совершало только *работу расширения*, вычисление которой для обратимых процессов показано в § 3-3.

В процессах, сопровождающихся химическими превращениями, может происходить изменение объема газа; так, в изобарно-изотермическом процессе горения (см. § 1-4) оно происходит вследствие изменения числа молей. Следовательно, в этих реакциях система производит работу расширения; эту работу называют *минимальной работой* реакции. Кроме этой работы в процессах, сопровождающихся химическими реакциями, рабочее тело может выделять и энергию другого вида. Например, в гальваническом элементе в результате происходящей в нем химической реакции возникает электрическая энергия, которая может быть использована для совершения работы (электрическая работа). Кроме того, может получаться добавочная механическая энергия в виде работы, совершаемой механизмами, необходимыми для проведения реакции (см. § 6-3). Эту работу называют *полезной работой* реакции, а в обратимых процессах, где она имеет наибольшее значение, — *максимальной полезной работой* (при этом часто слово «полезная» опускают). Эту работу мы будем обозначать W_0 .

Сумму всех работ в реакции мы будем обозначать W^* . Таким образом

$$W^* = W + W_0, \quad (4-2)$$

где W^* — работа химической реакции;
 W — работа расширения (минимальная работа);
 W_0 — максимальная (полезная) работа.

Правило знаков для работы здесь то же, что и в предыдущей главе, т. е. работу считают положительной ($W^* > 0$), если ее совершает система, и отрицательной ($W^* < 0$), если ее совершает внешняя среда над рассматриваемой системой тел.

4-2. УРАВНЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ С ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ

При изучении этих процессов стоят несколько иные задачи, чем в процессах, сопровождающихся только физическими изменениями. В последних при подсчете баланса тепла представляет интерес для изучения вопрос о том, на какие цели расходуется тепло, подводимое к рабочему телу. С этой точки зрения уравнение первого закона термодинамики записывают так:

$$q = \Delta u + Aw.$$

В процессах изменения состояния с химическими реакциями принято производить баланс внутренней энергии системы и в соответствии с характером большинства химических реакций интересуются не *изменением* ее, под которым разумеют разность $u_2 - u_1 = \Delta u$, а *убыль (потерей) внутренней энергии системы*, под которой понимают разность между начальным и конечным ее значениями в реакции, т. е.

$$U^*_1 - U^*_2 = \delta U^*, \quad (4-3)$$

где δU^* и измеряет эту убыль.

Очевидно, что

$$\delta U^* = -\Delta U^*;$$

здесь, как и везде в дальнейшем, U^* — внутренняя энергия тела или системы тел, участвующих в данной реакции.

Убыль внутренней энергии может происходить вследствие того, что система совершает работу, и вследствие того, что во время реакции система обменивается теплом с окружающей средой.

В противоположность тому, что было принято ранее для физических явлений, здесь обычно принято то тепло, которое система отдала внешней среде, считать положительным (это тепло мы будем обозначать Q^*), а полученное от внешней среды — отрицательным. Таким образом выражения

$$Q^* = 100 \text{ ккал}$$

и

$$Q^* = -100 \text{ ккал}$$

обозначают в первом случае отдачу внешней среде 100 ккал, а во втором случае получение 100 ккал.

После сделанных замечаний уравнение первого закона термодинамики для процессов с химическими реакциями примет вид:

$$\delta U^* = Q^* + AW^*. \quad (4-4)$$

Здесь A — термический эквивалент работы.

4-3. ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТ РЕАКЦИИ. ТЕПЛОТВОРНАЯ СПОСОБНОСТЬ ТОПЛИВА

Если реакция происходит при постоянной температуре таким образом, что никакой работы, кроме работы расширения, не совершается (а при $v = \text{const}$ и последняя отсутствует), то количество тепла, которым при этом система обменивается с внешней средой, называют *тепловым эффектом реакции*. Его относят к 1 *молю* одного из реагирующих веществ. В реакциях горения топлив тепловой эффект реакции называют *теплотворной способностью* и обычно относят ее к 1 кг или 1 м^3 топлива. Тепловой эффект реакции будем обозначать Q или q и применять к нему правило знаков, установленное для Q^* .

Для реакций с $v = \text{const}$ уравнение (4-4) первого закона можно представить так:

$$\delta U_v^* = Q_v, \quad (4-5)$$

т. е. *тепловой эффект реакции при $v = \text{const}$ равен потере внутренней (с учетом химической) энергии системы*.

Для процессов с $p = \text{const}$ имеем по (4-4):

$$(U_1 + U_{x1}) - (U_2 + U_{x2}) = Q_p + AW_p. \quad (a)$$

Здесь значки 1 относятся к величинам в начале реакции, 2 — к величинам в конце реакции. В формуле (a).

$$W_p = p(V_2 - V_1),$$

а потому уравнение (a) можно представить так:

$$\begin{aligned} (U_1 + ApV_1) - (U_2 + ApV_2) + (U_{x1} - U_{x2}) &= Q_p; \\ (I_1 - I_2) + (U_{x1} - U_{x2}) &= Q_p; \\ \delta I + \delta U_x &= Q_p. \end{aligned} \quad (4-6)$$

По аналогии с формулой (4-1) введем понятие теплосодержания тела или системы тел с включением внутренней химической энергии, которое обозначим таким образом:

$$I^* = I + U_x = U + ApV + U_x; \quad (4-7')$$

$$I^* = U^* + ApV. \quad (4-7)$$

В правой части формулы (4-6) заменим:

$$\delta I + \delta U_x = \delta(I + U_x),$$

Принимая во внимание формулу (4-7'), получим из (4-6):

$$\delta I^* = Q_p, \quad (4-8)$$

т. е. *тепловой эффект реакции при $p = \text{const}$ равен потере теплосодержания системы*; при этом в понятие теплосодержания включена и внутренняя химическая энергия U_x .

Для определения теплового эффекта химической реакции ее производят иногда в замкнутом сосуде (бомбе); при этом объем газообразного продукта остается постоянным, т. е. процесс происходит при $v = \text{const}$. В других случаях опыты по определению теплового эффекта производят при $p = \text{const}$ (например, в так называемом калориметре Юнкера). Очевидно, что тепловые эффекты в обоих случаях будут различны. Установим соотношение между ними.

Для этого напишем для процесса при $p = \text{const}$ уравнение первого закона термодинамики:

$$(U^*_1 - U^*_2) = Q_p + A_p(V_2 - V_1). \quad (b)$$

При изучении внутренней тепловой энергии мы установили, что она является функцией состояния и для идеального газа зависит лишь от температуры. Что касается внутренней химической энергии тела или системы тел, то она не зависит ни от параметров состояния, ни от характера процесса изменения состояния в реакции, а лишь от природы тел до и после реакции.

Рассмотрим с этой точки зрения левую часть равенства (b), если ту же реакцию произвести при $v = \text{const}$ для случая, когда в конце реакции получается идеальный газ той же температуры, что и при $p = \text{const}$.

Для реакции при $v = \text{const}$, у которой конечный продукт представляет собой идеальный газ и состояние его отличается от конечного продукта реакции при $p = \text{const}$ только давлением, разность внутренних энергий будет та же, что и в уравнении (b), так как она от давления не зависит, а потому на основании уравнения (4-5) получаем:

$$Q_v = Q_p + A_p(V_2 - V_1). \quad (4-9)$$

Это уравнение показывает, что тепловой эффект реакции в процессах $v = \text{const}$ больше, чем в процессах $p = \text{const}$, на величину работы

расширения газа в процессе $p = \text{const}$. Работа расширения (положительная или отрицательная) может произойти только при изменении объема во время реакции (при этом объемами жидких и твердых тел по малости пренебрегают), что при постоянной температуре возможно только в случае изменения числа молей. Если Δk — изменение числа молей, то изменение объема составит:

$$V_2 - V_1 = \nu v \Delta k$$

и уравнение (4-9) принимает вид:

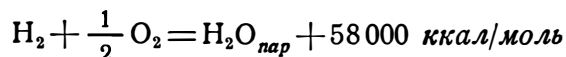
$$Q_v = Q_p + A_p \nu v \Delta k. \quad (4-10)$$

Учитывая формулу (1-22) и значение $A = \frac{1}{427}$ ккал/кгм, получаем для идеальных газов:

$$Q_v = Q_p + 2 \Delta k T \text{ ккал/моль}. \quad (4-11)$$

Эта формула относится к случаю соответственно одинаковых начальных и конечных температур рабочих тел в обоих видах реакции ($v = \text{const}$ и $p = \text{const}$), но часто нужно по известному тепловому эффекту для одних каких-либо состояний исходных веществ в реакции $\tau = \text{const}$ найти тепловой эффект реакции с $p = \text{const}$ для других состояний тех же веществ, причем могут измениться как параметры веществ, так и их агрегатные состояния. Для решения таких задач формула (4-11) уже недостаточна. Поставленную задачу можно решить при помощи уравнений (4-5) и (4-8). Одно из них можно использовать для вычисления значения U_x , которое, как было сказано, для данной реакции считаем независимым от состояния исходных веществ, а другое — для вычисления искомого теплового эффекта; δU и δI в случае идеальных газов находят по известным формулам (3-17) и (3-38) (см. пример 4-2). О вычислении U и I для реальных газов будет сказано в восьмой главе (см. пример 8-20).

Так как для вычисления теплового эффекта имеет значение агрегатное состояние вещества, его нужно указывать в уравнении реакции. Обычно в уравнение вписывают и значение теплового эффекта; в таком случае, например, для реакции горения водорода уравнение принимает вид:



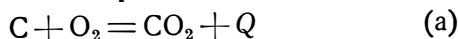
или



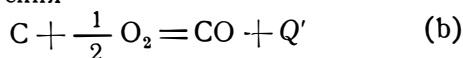
В таких уравнениях под обозначениями H_2 , O_2 , H_2O можно понимать не только химические формулы соответствующих веществ, но и их внутренние энергии U^* или теплосодержания l^* на 1 моль; поэтому с такими уравнениями можно обращаться, как и с алгебраическими, т. е. складывать их почленно, вычитать, переносить члены с одной стороны на другую и т. д.

4-4. ЗАКОН ГЕССА

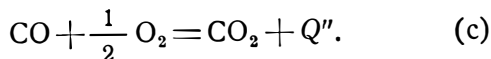
Уравнения (4-5) и (4-8) показывают, что тепловые эффекты реакции определяются величиной δU^* в одном случае и δl^* — в другом. Так как U^* и l^* суть функции состояния, то для значения теплового эффекта совершенно безразлично, через какие промежуточные стадии идет реакция. В этом и заключается содержание закона Гесса. Так, при сгорании C в CO_2 безразлично, происходит ли непосредственно реакция



или предварительно происходит реакция неполного горения

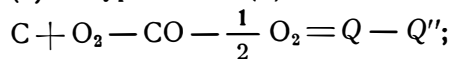


и затем идет реакция догорания CO :

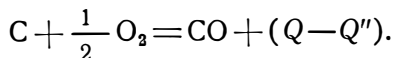


Закон Гесса позволяет вычислить тепловые эффекты реакций, которые трудно или совершенно неосуществимы на практике.

Например, реакция (b) неосуществима в чистом виде, но ее тепловой эффект Q' может быть найден так: вычтем почленно уравнение (c) из уравнения (a); это дает:



после приведения подобных членов и перенесения CO вправо получаем:



Сравнивая полученное уравнение с (b), находим:

$$Q' = Q - Q''$$

или

$$Q = Q' + Q''; \quad (4-12)$$

это и составляет содержание закона Гесса для данной реакции.

Значения Q и Q'' находят из легко осуществляемых соответствующих реакций.

4-5. ЗАКОН КИРХГОФА

Рассмотрим реакцию при $v = \text{const}$. Пусть она происходит один раз при температуре t' , другой раз — при температуре t'' . На основании уравнения (4-5) можно написать для каждой реакции:

$$\begin{aligned} \delta U_{t'} + \delta U_x &= Q_{vt'}; \\ \delta U_{t''} + \delta U_x &= Q_{vt''}. \end{aligned}$$

Здесь, как и раньше, исходим из того, что δU_x — величина для данной реакции постоянная. Вычтем первое уравнение из второго:

$$Q_{vt''} - Q_{vt'} = \delta U_{t''} - \delta U_{t'}. \quad (a)$$

Если придать значок 1 внутренней энергии тел до реакции, а значок 2 — после реакции, то уравнение (a) можно представить так:

$$Q_{vt''} - Q_{vt'} = (U_1 - U_2)_{t''} - (U_1 - U_2)_{t'}.$$

Группируя члены так, чтобы внутренние энергии исходных продуктов были в одной скобке, а конечных — в другой, получаем:

$$\begin{aligned} Q_{vt''} - Q_{vt'} &= [U_{1t''} - U_{1t'}] - [U_{2t''} - U_{2t'}] = \\ &= \Delta U_1 - \Delta U_2 = \delta \Delta U. \end{aligned} \quad (4-13)$$

Здесь ΔU_1 — изменение внутренней энергии исходных продуктов, ΔU_2 — конечных продуктов при переходе от t' до t'' , а $\delta \Delta U$ — убыль этого изменения при переходе от реакции при t' к реакции при t'' .

Для процесса при $p = \text{const}$ аналогичным образом можно получить:

$$\begin{aligned} Q_{pt''} - Q_{pt'} &= [I_{1t''} - I_{1t'}] - [I_{2t''} - I_{2t'}], \\ Q_{pt''} - Q_{pt'} &= \Delta I_1 - \Delta I_2 = \delta \Delta I. \end{aligned} \quad (4-14)$$

Формулы (4-13) и (4-14) могут быть исходными для вычисления теплового эффекта реакции при температуре t'' по тепловому эффекту при температуре t' .

Для использования обеих формул, очевидно, нужно знать внутренние энергии или теплосодержания веществ, участвующих в реакции. Важно заметить, что формулы (4-13) и (4-14) относятся равным образом к идеальным и к реальным газам. Для идеальных же газов этим формулам можно придать такой вид. Внутреннюю энергию (или теплосодержание) k -того вещества до или после реакции можно представить так:

$$G_k = c_{mk}^t t, \quad (b)$$

где c_{mk} — средняя теплоемкость от 0 до t при $v = \text{const}$, если речь идет о внутренней энергии, и то же, но при $p = \text{const}$, если речь идет о теплосодержании. (Эту формулу можно применить и к твердым, и жидким телам.) Заменяя соответственно в обеих формулах (4-13) и (4-14) значения U и I при помощи (b), получим:

$$Q_{t''} - Q_{t'} = \left[\Sigma G_{\kappa} c_{mk}^{t''} \Delta t \right]_1 - \left[\Sigma G_{\kappa} c_{mk}^{t'} \Delta t \right]_2, \quad (c)$$

где первая сумма относится к исходным продуктам, а вторая к конечным; c_{mk} — средняя теплоемкость в пределе между t' и t'' , а $\Delta t = t'' - t'$.

Формулу (c) можно написать короче:

$$Q_{t''} - Q_{t'} = \delta \Sigma G_{\kappa} c_{mk}^{t''} \Delta t. \quad (d)$$

Разделим обе части равенства на Δt :

$$\frac{Q_{t''} - Q_{t'}}{\Delta t} = \delta \Sigma G_{\kappa} c_{mk}^{t''}.$$

Если теперь устремлять Δt к нулю, то получим:

$$\frac{dQ}{dt} = \delta \Sigma G_{\kappa} c_{\kappa}, \quad (4-15)$$

где c_{κ} — истинная теплоемкость.

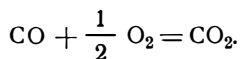
Уравнение (4-15) представляет собой математическое выражение закона Кирхгофа.

Пример 4-1. Вычислить теплотворную способность CO и H_2 на 1 кг при постоянном давлении и $t = 20^\circ\text{C}$, если известно, что для той же температуры

$$\begin{aligned} q_v \text{ CO} &= 2430 \text{ ккал/кг}; \\ q_v \text{ H}_2 &= 34000 \text{ ккал/кг} \end{aligned}$$

(для водорода — с образованием жидкой воды).

Горение CO происходит по формуле



Изменение числа молей составляет:

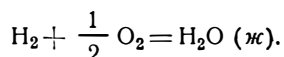
$$\Delta k = 1 - \left(1 + \frac{1}{2} \right) = -0,5.$$

По формуле (4-11), используя ее для 1 кг, находим

$$\begin{aligned} q_p &= q_v - 2 \Delta k T; \\ q_p &= 2430 + \frac{2 \cdot 0,5 \cdot (273 + 20)}{28} = 2440 \text{ ккал/кг}. \end{aligned}$$

($\mu_{\text{CO}} = 28$).

Для H_2 горение происходит по формуле



Изменение числа молей составляет:

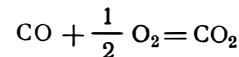
$$\Delta k = 0 - 1 \frac{1}{2} = -1 \frac{1}{2} \text{ моля}$$

(объемом воды, образовавшейся при горении, пренебрегаем). По формуле (4-11) находим ($\mu_{\text{H}_2} = 2$):

$$\begin{aligned} q_p &= q_v - 2 \Delta k T; \\ q_p &= 34000 + \frac{2 \cdot 1,5 \cdot 293}{2} = 34440 \text{ ккал/кг}. \end{aligned}$$

Как видно, разница между q_p и q_v незначительна, и поэтому ее часто не принимают во внимание.

Пример 4-2. Для реакции



тепловой эффект при $v = \text{const}$ и $t' = 20^\circ\text{C}$ составляет $q_v = 2430 \text{ ккал/кг}$. Вычислить тепловой эффект реакции на 1 кг при $p = \text{const}$ и $t'' = 300^\circ\text{C}$. Теплоемкость считать постоянной.

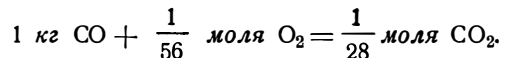
Эту задачу можно решить, воспользовавшись результатами предыдущего примера, в котором определено для $t' = 20^\circ\text{C}$

$$q_p = 2440 \text{ ккал/кг}.$$

Для вычисления теплового эффекта при $t'' = 300^\circ\text{C}$ надо воспользоваться законом Кирхгофа по уравнению (4-14):

$$q_p t'' - q_p t' = \Delta i_1 - \Delta i_2 = \delta \Delta i.$$

Если расчет вести на 1 кг, то уравнение горения запишется так:



Получаем:

$$\begin{aligned} \Delta i_1 &= i_{1,300} - i_{1,20}; \\ \Delta i_1 &= \left[\frac{\mu c_{p\text{CO}}}{28} T'' + \frac{\mu c_{p\text{O}_2}}{56} T'' \right] - \\ &\quad - \left[\frac{\mu c_{p\text{CO}}}{28} T' + \frac{\mu c_{p\text{O}_2}}{56} T' \right]; \\ \Delta i_1 &= \left(\frac{\mu c_{p\text{CO}}}{28} + \frac{\mu c_{p\text{O}_2}}{56} \right) (T'' - T') = \\ &= \left(\frac{7}{28} + \frac{7}{56} \right) (573 - 293) = 105 \text{ ккал/кг}. \\ \Delta i_2 &= i_{2,300} - i_{2,20}; \\ \Delta i_2 &= \left[\frac{\mu c_{p\text{CO}_2}}{28} T'' - \frac{\mu c_{p\text{CO}_2}}{28} T' \right] = \\ &= \frac{\mu c_{p\text{CO}_2}}{28} (T'' - T'); \\ \Delta i_2 &= \frac{9}{28} \cdot 280 = 90 \text{ ккал/кг}; \\ \delta \Delta i &= 105 - 90 = 15 \text{ ккал/кг}. \end{aligned}$$

Отсюда

$$q_{p''} = 2440 + 15 = 2455 \text{ ккал/кг.}$$

При этом способе решения отсчет u и i можно вести от 0°C и 0°K , так как всюду входят разности этих величин.

Эту задачу можно решить и иначе. По заданному тепловому эффекту при $v = \text{const}$ находим δu_x из уравнения (4-5) [для $t' = 20^\circ\text{C}$]:

$$\delta u_x = q_v - u_{20} = q_v - (u_1 - u_2)_{20}^\circ;$$

$$(u_1 - u_2)_{20}^\circ = \frac{\mu c_{v\text{CO}}}{28} T' + \frac{\mu c_{v\text{O}_2}}{56} T' - \frac{\mu c_{v\text{CO}_2}}{28} T';$$

$$(u_1 - u_2)_{20}^\circ = \left(\frac{5}{28} + \frac{5}{56} - \frac{7}{28} \right) 293 = 5,3 \text{ ккал/кг;}$$

$$\delta u_x = 2430 - 5,3 = 2424,7 \text{ ккал/кг.}$$

Из уравнения (4-8) имеем для 300°C :

$$q_{p300} = \delta u_x + \delta i_{300} = \delta u_x + (i_1 - i_2)_{300}^\circ;$$

$$(i_1 - i_2)_{300}^\circ = \frac{\mu c_{p\text{CO}}}{28} T'' + \frac{\mu c_{p\text{O}_2}}{56} T'' - \frac{\mu c_{p\text{CO}_2}}{28} T'';$$

$$(i_1 - i_2)_{300}^\circ = \left(\frac{7}{28} + \frac{7}{56} - \frac{9}{28} \right) 573 = 30,3 \text{ ккал/кг;}$$

$$q_p = 2424,7 + 30,3 = 2455 \text{ ккал/кг.}$$

При этом способе решения отсчет u и i надо вести от 0°K , так как лишь при этом u и i при 0°K могут быть одновременно равны нулю.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 4-1. Тепловой эффект горения H_2 в водяной пар при $p = \text{const}$ составляет 57800 ккал/моль при $t = 20^\circ\text{C}$. Вычислить Q_v для той же температуры.

Задача 4-2. Для предыдущей задачи вычислить Q_v при $t = 300^\circ\text{C}$. Теплоемкость считать величиной постоянной.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

5-1. ФОРМУЛИРОВКИ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Закон сохранения и превращения энергии положил конец попыткам создать машину, которая без каких-либо затрат энергии извне сама была бы вечным источником энергии. Такая машина получила название «регретивит мобиле первого рода». В применении к тепловым явлениям этот закон называют *первым законом термодинамики*, который в связи с упомянутой машиной часто формулируют так: *невозможно построить регретивит мобиле первого рода.*

Наблюдения над тепловыми двигателями, превращающими тепловую энергию в механическую, показывают, что первый закон термодинамики не может полностью объяснить явления превращения тепловой энергии в механическую. И, действительно, закон сохранения энергии, а вместе с ним и первый закон термодинамики говорит об изменении видов энергии и их количественных соотношениях при этом. Вместе с тем этот закон не указывает *направления* превращения энергии и не устанавливает условий, необходимых для осуществления того или иного направления превращения. Иначе говоря, этот закон не делает различия между превращением, например, механической энергии в тепловую

и обратным преобразованием — тепловой энергии в механическую. А между тем, хотя количественные соотношения при том и другом преобразовании подчиняются одинаковым образом первому закону, между этими преобразованиями имеется существенное различие. Наблюдения показывают, что преобразование механической, а равным образом электрической и всех других видов энергии в тепловую происходит легко, и здесь никаких дополнительных условий не требуется: имеющееся в нашем распоряжении количество механической или электрической энергии мы можем целиком и полностью преобразовать в тепловую энергию: механическую — при помощи, например, трения, электрическую — в каком-либо нагревательном приборе. Наоборот, как показывает опыт, обратное преобразование, например, тепловой энергии в механическую в тепловом двигателе, происходит при соблюдении определенных условий, и имеющееся в нашем распоряжении количество тепловой энергии нельзя полностью в таком двигателе преобразовать в механическую. Длительный опыт применения тепловых двигателей и изучение других тепловых явлений привели к установлению условий превращения тепловой энергии в механическую, которые и составляют содержание *второго закона термодинамики.*

Есть несколько формулировок второго закона термодинамики, каждая из которых вытекает из того или иного наблюдаемого факта или опыта, однако все они имеют общее содержание, вытекающее из сущности тепловой энергии.

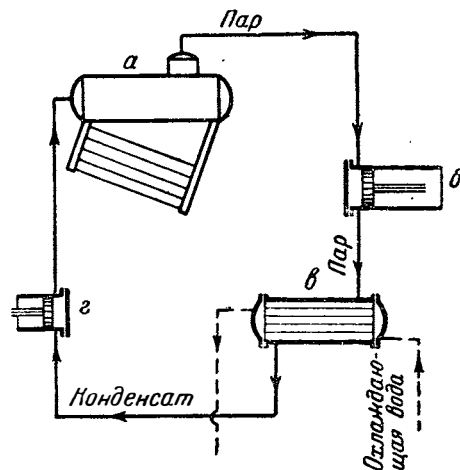
Рассмотрим работу тепловых двигателей с целью установить особенность преобразования тепловой энергии в механическую.

Пусть это будет паросиловая установка, изображенная на фиг. 5-1. Работа ее сводится к следующему.

В *паровом котле а* за счет тепловой энергии, выделяющейся при горении топлива, вода превращается в пар некоторого давления, более высокого, чем атмосферное. По трубопроводу пар поступает в цилиндр *паровой машины* (или паровой турбины) *б*, где происходит его расширение. Работа расширения передается поршню и его штоку; при помощи особого механизма возвратно-поступательное движение поршня преобразуется во вращательное движение вала. Так получают механическую энергию вращения вала машины; полученную механическую энергию в дальнейшем используют для приведения в движение станков, машин, электрических генераторов.

Описанная машина не удовлетворяла бы своему назначению, если бы процесс превращения тепла в работу мог быть совершен лишь однократно. Поэтому, когда поршень, выйдя из одного крайнего положения, допустим левого, приходит в другое крайнее положение—правое, он затем возвращается обратно в первоначальное положение, и процесс повторяется вновь. При обратном движении поршня находящийся в цилиндре пар выходит при более низком давлении, чем в котле, в особый аппарат—*конденсатор в*. Здесь пар омывает трубки, внутри которых движется холодная вода. Отдавая этой воде тепло, пар конденсируется, и образовавшуюся воду (конденсат) *насос г* перекачивает в котел. Здесь вода превращается в пар, и цикл вновь повторяется. Таким образом, в описанном двигателе поршень, совершив однократно движение вправо, возвращается обратно, чтобы снова совершить такое же движение. Это новое движение создается новой порцией пара, полученного в котле.

Описанную машину, в которой поршень каждый раз возвращается в первоначальное положение, а рабочее тело — в свое первоначальное состояние, называют *периодически действующей машиной*. Существенным в такой периодически действующей машине оказывает-



Фиг. 5-1.

ся следующее: рабочее тело в котле получает от горячих газов (они представляют собой, как говорят, *верхний* или *горячий источник тепла*), возникших в результате горения топлива, количество тепла q_1 , а отдает охлаждающей воде [она представляет собой *нижний* или *холодный* (отрицательный) *источник тепла*¹⁾] количество тепла q_2 . Разность этих количеств

$$q_1 - q_2 = q_0$$

перестает существовать в виде тепла и превращается в механическую энергию, за счет которой совершается работа w_0 . При этом согласно первому закону термодинамики

$$q_0 = A w_0.$$

Многолетний опыт построения двигателей показывает, что в периодически действующей машине невозможно совершить процесс преобразования тепловой энергии в механическую без указанных *двух* источников тепла. Из этого опыта и вытекает второй закон термодинамики в следующей формулировке Планка:

невозможно построить периодически действующую машину, которая производила бы только поднятие груза и охлаждение источника тепла.

Таким образом эта формулировка утверждает невозможность получения механической энергии («поднятие груза») при наличии *одного* источника тепла, который для совершения работы охладился бы. Из сделанного описания паросиловой установки видно, что участвующая в ней периодически действующая

¹ В данном случае лучше было бы назвать его поглотителем тепла.

щая машина не противоречит второму закону термодинамики в формулировке Планка, так как при производстве механической энергии в ней происходит не только сообщение тепла рабочему телу («охлаждение источника тепла»), но и отдача тепла рабочим телом холодному источнику. Таким же образом и вообще любая периодически действующая машина может работать лишь при наличии по меньшей мере *двух* источников тепла, и, как видно из нашего примера, при этом происходит преобразование в механическую энергию не всего тепла q_1 , которое доставляется горячим источником, а только части его, за вычетом q_2 , которое переходит к холодному источнику.

Второй закон термодинамики в формулировке Планка показывает бесплодность попыток построить двигатель при наличии одного источника; такой двигатель по аналогии называют *perpetuum mobile второго рода* и второй закон термодинамики в этом случае формулируют так: *невозможно построить perpetuum mobile второго рода.*

Какое значение имел бы такой двигатель, если бы его можно было создать, видно из следующего примера. Положим, что для работы двигателя предполагается к использованию тепловая энергия морской воды. Будем исходить из того, что температура одинакова по всей массе воды. Если бы удалось, например, в периодически действующем двигателе использовать для полного превращения в механическую энергию количество тепловой энергии, соответствующее охлаждению этого источника тепла всего на 1°C , при расходе воды в $1 \text{ м}^3/\text{сек}$, мощность двигателя была бы:

$$\frac{1 \cdot 1\,000 \cdot 427}{102} = 4\,200 \text{ квт.}$$

Такая машина находилась бы в полном согласии с первым законом термодинамики, так как она превращала бы в механическую энергию то тепло, которое отнимается от морской воды. Но эффект ее был бы практически равносителен эффекту *„perpetuum mobile первого рода“*, так как запасы тепловой энергии в воде морей и океанов практически неисчерпаемы.

Аналогичный пример представляет попытка построить двигатель, использующий, например, теплоту земли.

Однако, повседневный опыт и наблюдения показывают, что создать двигатель, работающих в описанных здесь условиях, нельзя. Практика же построения тепловых двигателей дает основание заключить, что дело здесь не

в конструктивных затруднениях и не в свойствах рабочего тела, применяемого в двигателе, а в том, что такой двигатель предполагает наличие только *одного* источника, от которого рабочее тело должно черпать тепло для преобразования его в механическую энергию.

Действительно, если бы удалось наряду с имеющимся источником тепла получить другой с более низкой температурой, то двигатель, работающий за счет тепла морской воды, мог бы быть осуществлен (см. сноску на стр. 102). Вторым источником в этом случае — это *дополнительное условие*, выполнение которого делает уже возможным осуществление теплового двигателя.

Рассмотрим другой пример, в котором также невозможно преобразование тепловой энергии в механическую без создания каких-либо дополнительных условий.

Пусть на подставке стоит сосуд, наполненный газом. Этот газ можно считать источником тепловой энергии. Если бы сосуд без всякого постороннего вмешательства поднялся вверх за счет отнятия тепла от газа, заключенного в сосуде, то это явление опять не противоречило бы первому закону термодинамики. Явление это могло бы произойти вследствие того, что в результате хаотического теплового движения молекул верхняя крышка получила бы больше ударов, чем нижняя, за счет чего и поднялся бы груз (сосуд с газом). Мы здесь имели бы превращение тепловой энергии (движение молекул) в механическую (поднятие сосуда).

Однако, повседневный опыт показывает, что описанное здесь явление в природе не наблюдается, хотя принципиально и можно было бы предположить, что в результате самой природы тепловой энергии произойдет необходимое благоприятное данному случаю распределение ударов молекул. Но число молекул так велико и направления их движения так разнообразны, что вероятность такого явления практически отсутствует.

Преобразование тепловой энергии в механическую невозможно было бы в описанном примере и за счет отнятия тепла от постороннего источника, так как невозможно предположить, что воспринятое тепло привело бы к созданию у всех молекул одинаково направленной составляющей скорости, которая вызвала бы перемещение сосуда, исчезнув после такого перемещения.

Однако, в обоих описанных случаях представляется возможным превратить тепло в работу, если газ поместить в цилиндр с подвиж-

ным поршнем и дать газу расширяться. Увеличение объема газа в этом случае окажется тем *дополнительным условием*, выполнение которого сделает возможным процесс превращения тепловой энергии в механическую.

Следствия, выведенные из этих примеров и многих других, им подобных, привели к установлению другой формулировки второго закона термодинамики, принадлежащей В. Томсону:

в природе невозможен процесс, полный эффект которого состоит в охлаждении теплового резервуара и в эквивалентном поднятии груза.

Из этой формулировки видно, что преобразование тепла в работу невозможно, если единственным следствием его в природе («полный эффект») оказываются отнятие тепла от источника и получение за счет этого эквивалентного количества работы.

Из обеих формулировок видно, что второй закон термодинамики, касаясь тех же вопросов, что и первый, т. е. вопросов превращения тепловой энергии в механическую, рассматривает их уже с другой стороны, а именно с точки зрения условий, требующихся для осуществления процесса.

Из рассмотренных примеров видно, что условием для такого преобразования—этот процесс мы будем называть *основным* процессом—является наличие какого-то *дополнительного* процесса в природе. В случае с периодически действующим двигателем таким *дополнительным* процессом является передача тепла холодному источнику, и в этом случае двигатель уже не будет находиться в противоречии со вторым законом термодинамики, потому что в нем кроме «поднятия груза и охлаждения источника тепла» имеется процесс передачи тепла холодному источнику.

В случае расширения газа в цилиндре с поршнем преобразование тепла в работу не будет находиться в противоречии со вторым законом, так как оно не будет «полным эффектом», а наряду с ним в природе произойдет и *дополнительный* одновременно с ним протекающий процесс—увеличение объема газа.

В противоположность процессу превращения тепловой энергии в механическую обратный ему процесс—превращение механической энергии в тепловую (например, при трении)—может протекать без того, чтобы одновременно с ним в природе протекал какой-либо *дополнительный* процесс.

Такие процессы, которые протекают самостоятельно, без сопровождения их другими

процессами, или, как говорят, протекают «сами по себе», называют *самопроизвольными процессами* (их иногда называют *естественными, некомпенсированными процессами*).

Итак, процесс превращения механической энергии в тепловую при трении—процесс *самопроизвольный*. Процесс же превращения тепла в работу—*несамопроизвольный* процесс.

Кроме разобранного процесса взаимной трансформации тепловой энергии в механическую, в природе существует громадное количество таких процессов, которые в одном направлении протекают легко, «сами по себе», не требуя каких-либо дополнительных процессов, в обратном же направлении они не могут осуществляться самостоятельно. Таков, например, процесс перехода тепла от горячего тела к холодному; он идет «сам по себе», в чем мы убеждаемся из опыта на каждом шагу; но обратный переход от холодного тела к горячему сам по себе невозможен, в чем мы также убеждаемся на опыте.

Невозможность описанного явления без *дополнительного* процесса служит основанием для такой формулировки второго закона:

теплота никогда не может переходить сама собой от одного тела к другому, имеющему температуру более высокую, чем первое тело.

Эта формулировка принадлежит Р. Клаузиусу. Ее нужно понимать не только буквально в том смысле, что тепло не перейдет от тела с низкой температурой к телу с высокой температурой простой теплопроводностью, но что и нельзя этого совершить даже при помощи каких-либо механизмов, если этот результат будет *единственным*.

Рассмотрим еще один пример. Пусть имеется газ в одной половине сосуда, разделенного пополам перегородкой. В другой половине газа нет. Если перегородку убрать, то газ «сам по себе» распространится по всему объему. Здесь произойдет, как говорят, расширение газа в пустоту (без совершения работы). Но обратный процесс—самопроизвольное сжатие, т. е. *возвращение* газа в первоначальный объем,—«само по себе» не произойдет.

Сюда же относятся процессы диффузии и растворения.

Так же как и в процессе превращения тепловой энергии в механическую, мы в остальных процессах на основании данных наблюдения констатируем невозможность *самопроизвольного* обращения описанных основных

процессов. Эти наблюдения привели к более широкому обобщению второго закона термодинамики; распространяя его на все описанные здесь процессы, можно этому закону дать следующую формулировку: *самопроизвольные процессы необратимы*.

Такова формулировка второго закона термодинамики в его эмпирической форме, т. е. являющаяся следствием наблюдений. Нужно лишь оговориться, что поскольку наблюдения делаются в известных масштабах, не выходящих за пределы наших земных условий, постольку распространение этого закона на иные условия и масштабы, выходящие за эти пределы, не обосновано.

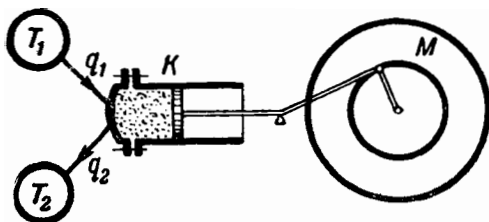
Итак, второй закон термодинамики устанавливает, что обращение самопроизвольных процессов требует одновременного протекания дополнительных процессов. Рассмотрим их подробнее и прежде всего на процессе преобразования тепловой энергии в механическую.

Схематически этот процесс можно представить в следующем виде: пусть на фиг. 5-2 T_1 —верхний (горячий) источник; T_2 —нижний (холодный) источник; K —цилиндр, в котором находится газ—тело, участвующее в преобразовании тепловой энергии в механическую (рабочее тело); M —маховик, назначение которого накапливать получающуюся механическую энергию. Самый процесс пусть протекает следующим образом (подробнее мы его опишем в следующем параграфе): газ, расширяясь, производит работу, получая из верхнего источника, положим, q_1 единиц тепла, затем происходит сжатие рабочего тела, при котором холодному источнику передается $q_2 < q_1$ единиц; в результате

$$q_1 - q_2 = q_0$$

единиц исчезает как тепло, так как переходит при этом в механическую работу. Затем совершается повторение описанного процесса, в чем и выражается его периодичность.

Как и в описанной ранее установке, здесь в силу второго закона термодинамики нельзя все количество тепла q_1 , взятое в верхнем



Фиг. 5-2.

источнике, превратить в периодически действующем двигателе в работу; часть его q_2 передается низшему источнику и не может быть в данной системе источников тепла использована для превращения в механическую энергию.

Из рассмотрения описанного здесь процесса превращения q_0 единиц тепла в механическую энергию видно, что он не противоречит второму закону термодинамики, так как параллельно ему произошел другой процесс— процесс передачи тепла холодному источнику, который и является требующимся *дополнительным* процессом в природе¹.

Устанавливая необходимость соблюдения определенных условий для возможности превращения тепловой энергии в механическую, в противоположность обратному процессу, имеющему место, например, при трении, второй закон термодинамики этим характеризует качественную сторону тепловой энергии и отличие ее от механической энергии.

Рассмотрим, каковы условия протекания других описанных здесь процессов, которые согласно второму закону термодинамики не могут протекать самопроизвольно.

Из них прежде всего остановимся на процессе превращения тепловой энергии в механическую при расширении газа, заключенного в сосуде.

В этом процессе конечное состояние рабочего тела не совпадает с начальным. Процесс же превращения тепловой энергии в механическую в периодически действующем двигателе происходит таким образом, что в нем рабочее тело после каждого периода возвращается в свое первоначальное состояние и поэтому дополнительное явление, сопровождающее этот процесс, может происходить лишь вне рабочего тела и выражается в передаче тепла низшему источнику. Иначе обстоит дело в рассматриваемом втором примере. Здесь рабочее тело не возвращается в первоначальное состояние, и поэтому дополнительный процесс может быть связан с изменением состояния рабочего тела: и действительно, в этом

¹ Возвращаясь к приведенному в начале этого параграфа примеру, характеризующему использование тепла морской воды, нужно сказать, что в действительности температура воды в морях по глубине различна, в особенности в жарких странах. Эта разность температур может быть использована для построения двигателя. Такая периодически действующая машина, как имеющая два источника теплоты, не находилась бы в противоречии со вторым законом термодинамики. Соответствующий проект разработан французами Клод и Бушери (см. Г. Гюнтер, Энергетика будущего).

случае преобразование энергии осуществляется, если имеет место *изменение объема газа*.

Следующий рассмотренный нами процесс—переход тепла от горячего источника к холодному. Обратный процесс невозможен «сам по себе». Однако, как нас убеждает существование холодильных установок, и такой процесс возможен, если при этом параллельно идет процесс превращения механической энергии в тепловую, т. е. он возможен при *совершении механической работы* (см. § 15-1 и § 15-2). Далее, самопроизвольное сжатие газа невозможно, но если газ поместить в сосуд с поршнем, то сжатие газа осуществить возможно, не входя в противоречие со вторым законом, если при этом будет, так же как и в процессе перехода тепла от холодного тела к горячему, параллельно происходить переход механической энергии в тепловую, т. е. в данном случае дополнительным процессом будет *совершение работы*.

Итак, рассмотрение ряда процессов с точки зрения их направления привело к установлению второго закона термодинамики. Основным здесь является то, что ряд процессов в одном направлении идет самопроизвольно, в другом—не самопроизвольно, т. е. как будто бы природа одни процессы разрешает, а другие нет. Это давало иногда повод усматривать в описанных явлениях проявление какой-то силы, лежащей вне нас и управляющей этими процессами. Кроме того, экспериментальное происхождение второго закона термодинамики, основанного только на частных наблюдениях, давало многим основание полагать, что есть явления, укрывшиеся вследствие своей сложности от наблюдения и могущие быть источником получения работы на началах иных, чем те, которые устанавливает второй закон; отсюда—появление большого количества проектов постройки двигателей, будто бы не подчиняющихся второму закону термодинамики.

Как видно будет в дальнейшем, причина тех свойств преобразования энергии в механическую, которые указываются вторым законом термодинамики, лежит в самой сущности строения материи и природы тепловой энергии.

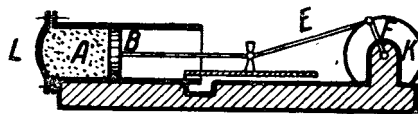
Рассмотрение второго закона термодинамики с этой стороны с полной определенностью говорит о безусловной верности его в области тех масштабов, в которых работают наши двигатели. С другой стороны, из того же рассмотрения вытекает объяснение причины направленности некоторых процессов, что опровергает всякие утверждения о наличии здесь ка-

кой-то силы нематериального происхождения (см. § 5-15).

5-2. КРУГОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ИЛИ ЦИКЛЫ. ТЕРМИЧЕСКИЙ К. П. Д.

Машины, превращающие тепловую энергию в механическую, носят название тепловых двигателей. Работа в них получается при расширении рабочего тела. Для того, чтобы такая машина могла удовлетворять предъявляемым к ней требованиям, она должна быть периодически действующей.

Рассмотрим несколько подробнее работу машины поршневого типа. Основной частью ее является *цилиндр А* (фиг. 5-3), в котором ходит *поршень В*; последний периодически со-



Фиг. 5-3.

вершает возвратно-поступательные движения, которые при помощи *шатуна E* и *кривошипа F* преобразуются во вращательное движение вала.

Рабочим телом в поршневых двигателях является водяной пар или газ. Водяной пар подается по трубопроводу из котла. Газ в двигателях внутреннего сгорания является продуктом сгорания топлива, вводимого внутрь цилиндра двигателя.

Пусть рабочее тело находится между поршнем в его крайнем левом положении и крышкой цилиндра *L*. При расширении оно заставляет поршень двигаться вправо, при этом газ совершает работу. Когда поршень приходит в крайнее правое положение, рабочее тело в главной своей части покидает цилиндр. Поршень за счет инерции маховика, сидящего на валу, возвращается обратно. Следующий ход поршня совершается при помощи новой порции рабочего тела, поступившей в цилиндр.

Таким образом, в поршневых двигателях периодичность работы достигается тем, что поршень, выйдя из одного крайнего положения и дойдя до другого, должен возвратиться в исходное положение. При этом в действительно выполняемых двигателях с каждым новым ходом поршня в цилиндр подается новая порция рабочего тела—каждый раз с одними и теми же параметрами. Однако, для термодинамических рассуждений вовсе необязательно иметь дело с новыми порциями ра-

бочего тела, так как с точки зрения преобразования тепла в работу безразлично, остается ли прежнее рабочее тело или вводится новое. Поэтому можно исходить из того, что в цилиндре двигателя все время находится одно и то же количество газа, которое проходит через ряд изменений своего состояния, обмениваясь при этом теплом с верхним и нижним источниками тепла.

Периодичность работы двигателя в этом случае будет сказываться в том, что когда поршень будет приходить в свое исходное положение, тогда рабочее тело будет возвращаться в свое начальное состояние, аналогично тому, как при подаче новой порции последняя поступает всегда при одних и тех же параметрах.

Рассмотрим такой процесс в pV -диаграмме. Пусть при переходе поршня из левого в правое положение процесс расширения газа в диаграмме pV изобразится какой-либо кривой AMB (фиг. 5-4). Для совершения следующего такого же процесса рабочее тело должно вернуться в ту же точку A . Приведение рабочего тела в начальное состояние совершается путем сжатия его при обратном ходе поршня. Сжатие может быть осуществлено различными путями — по кривой BN , MA или BKA . Осуществление того или иного обратного пути зависит от процесса теплообмена рабочего тела с источником тепла, т. е. от того, подводится или отводится тепло и в каком количестве.

Рассмотрим работу в получаемых таким образом процессах. Площадь $A-M-B-2-1-A$ измеряет работу, получаемую при расширении газа по кривой AMB . Если процесс сжатия осуществить по кривой BN , то затраченная на это работа изобразится площадью $A-N-B-2-1-A$. Таким образом, затраченная работа будет больше полученной; ясно, что такой путь возвращения в исходное положение

с точки зрения получения механической энергии непригоден.

Если в исходное положение A вернуться по пути BMA , то затраченная на это работа $A-M-B-2-1-A$ равна полученной; этот путь с точки зрения получения энергии также непригоден, так как машина полезной работы не даст. Наконец, в третьем случае работа, затраченная на сжатие, изобразится площадью $A-K-B-2-1-A$. Эта площадь меньше площади, соответствующей работе расширения, — $A-M-B-2-1-A$. Такой путь целесообразен, так как в результате обоих процессов получен выигрыш в работе, соответствующий разности площадей:

$$A-M-B-2-1-A - A-K-B-2-1-A = A-M-E-K-A.$$

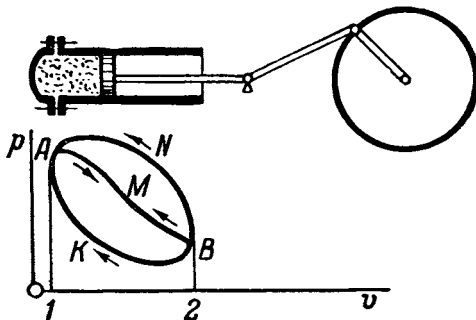
Эта разность, представляющая собой работу за один оборот вала (два хода), полностью передается в идеальной машине штоку поршня и называется поэтому *полезной работой*¹.

Подсчет полезной работы произведен, исходя из того, что при расширении вся работа передается штоку поршня. Однако, это не так — часть ее идет на работу сжатия газа, находящегося с правой стороны. С другой стороны, в том же подсчете мы предполагаем, что при обратном ходе вся работа сжатия производится силой, приложенной к штоку поршня. Это тоже не так — часть работы сжатия совершает газ, находящийся с правой стороны (в частном случае газ с правой стороны — это окружающая атмосфера). Так как в обоих случаях работа газа с правой стороны количественно одна и та же и различается только по знаку, то ее можно не принимать во внимание, т. е. полезную работу идеального двигателя можно подсчитывать как разность работы расширения и сжатия газа в цилиндре, как это было нами сделано при определении площади $AMBKA$.

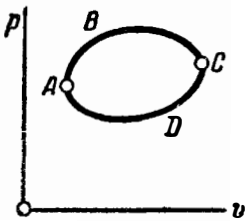
Процесс $AMBKA$ характеризуется тем, что в нем рабочее тело, выйдя из своего начального положения A и пройдя через ряд промежуточных состояний, вновь возвращается в свое прежнее состояние, характеризуемое точкой A . Такой процесс называется *круговым процессом* или *циклом*.

В отличие от действительных условий работы цикл, который совершает одна и та же порция рабочего тела и который состоит из обратимых процессов, называется *идеальным циклом*.

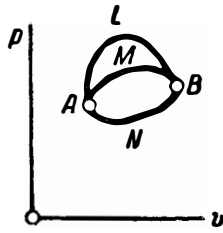
¹ Эту работу нужно отличать от полезной работы в *действительном* двигателе, которую называют *эффективной работой*.



Фиг. 5-4.



Фиг. 5-5.



Фиг. 5-6.

Очевидно, что он должен быть выполнен машиной, в которой отсутствуют трение, удары, излучение. Такая машина, если к тому же она лишена и механических потерь, называется *идеальной машиной*.

Пользуясь понятием о круговом процессе, докажем здесь важное свойство параметров u и i . В § 2-1 было отмечено, что внутренняя энергия газа есть функция состояния, т. е.

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

где согласно характеристическому уравнению $\varphi(p, v, T) = 0$.

Это дает основание заключить, что в круговом процессе или цикле, в котором газ, выйдя из какого-нибудь состояния, вновь в него возвращается, изменение внутренней энергии равно нулю. Если, таким образом, имеется цикл $ABCD$ (фиг. 5-5), то для него

$$\Delta u_{ABCD} = 0. \quad (5-1)$$

Пользуясь этим положением, можно вывести следующее свойство параметра—внутренней энергии, являющееся следствием того, что этот параметр есть функция состояния: *изменение внутренней энергии не зависит от пути, по которому идет процесс*. И действительно, пусть (фиг. 5-6) при переходе из A в B через M

$$\Delta u_{AMB} = x,$$

а при переходе из B в A через N

$$\Delta u_{BNA} = y.$$

По уравнению (5-1)

$$\Delta u = x + y = 0. \quad (a)$$

Пусть газ перейдет из A в B через L и положим, что

$$\Delta u_{ALB} = x'.$$

Тогда по уравнению (5-1)

$$x' + y = 0. \quad (b)$$

Сравнивая (a) и (b), получаем:

$$x' = x,$$

т. е. изменение внутренней энергии не зависит от характера протекания процесса, а только от начальных и конечных параметров его. Выведенное положение касается всех функций состояния и аналогичным образом может быть доказано, например, для введенного в § 3-8 параметра i .

Термический к. п. д. идеального цикла. Необходимо ввести критерий, при помощи которого можно было бы оценить экономичность процесса превращения тепловой энергии в механическую в замкнутых процессах. Таким может служить

отношение количества тепла, превращенного в механическую энергию, к количеству тепла, взятому из верхнего источника.

Пусть последнее будет q_1 , а q_2 — количество тепла, отданное нижнему источнику. Таким образом, в виде тепла исчезло количество

$$q_1 - q_2 = q.$$

В § 5-1 было указано, что данное количество тепла преобразуется в механическую энергию. Это положение требует пояснения. По первому закону термодинамики можно написать

$$q = \Delta u + A\omega.$$

Так как процесс, по которому работает машина, — замкнутый, то рабочее тело в нем по окончании цикла возвращается в начальное состояние, и в силу этого

$$\Delta u = 0,$$

так что

$$q = A\omega.$$

Таким образом, исчезнувшее в цикле тепло полностью перешло в работу.

Эта работа через шток поршня и соответствующий механизм передается валу двигателя. Мы назвали ее полезной работой. В дальнейшем будем обозначать эту работу ω_0 ; тепло q , из которого она получена, называют *полезным теплом* и в дальнейшем его будем обозначать q_0 ; отсюда

$$q_0 = A\omega_0. \quad (5-2)$$

Таким образом, критерием для оценки экономичности цикла преобразования тепловой энергии в механическую является отношение

$$\frac{q_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{A\omega_0}{q_1}.$$

Это отношение называют *термическим коэффициентом полезного действия* и обозначают η_t . Итак,

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{q_0}{q_1}; \quad (5-3)$$

$$\eta_t = \frac{A w_0}{q_1}, \quad (5-4)$$

Из формулы (5-3) получаем:

$$q_2 = q_1 (1 - \eta_t). \quad (5-5)$$

Таким образом, чем больше η_t , тем меньше будет количество тепла q_2 , которое приходится отдавать холодному источнику.

5.3. ЦИКЛ КАРНО

Второй закон термодинамики ставит предел экономичности превращения тепловой энергии в механическую в тепловом двигателе.

Вопрос о том, какая часть тепла, подведенного от горячего источника, может быть превращена в полезную работу в замкнутом процессе, впервые разрешил Сади Карно, французский инженер и ученый. Для этой цели он рассмотрел простейший идеальный цикл и определил его термический к. п. д. Рабочим телом в этом цикле является идеальный газ, что упрощает расчеты. Однако, как будет показано в дальнейшем, это не является для рассматриваемого цикла обязательным и не влияет на его к. п. д.

Цикл Карно заключается в следующем. Пусть имеются два источника тепла: высший с температурой T_1 и низший с температу-

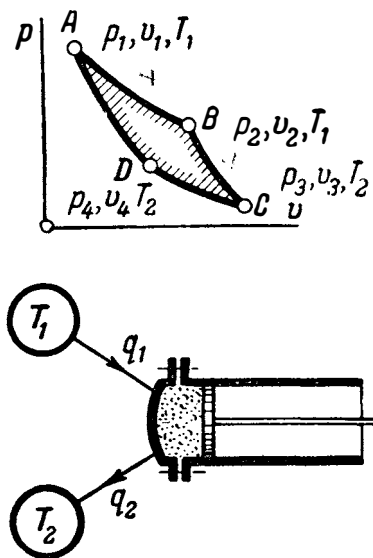
рой T_2 (фиг. 5-7). Источники теплоты предполагаются бесконечно большими, так что отнятие тепла от верхнего и сообщение тепла нижнему не изменяют их температур — последние остаются постоянными во все время процесса. Машина, работающая по циклу Карно, схематически изображена на той же фиг. 5-7.

Пусть рабочее тело в количестве 1 кг, заключенное в цилиндре, может каким-либо образом попеременно сообщаться с верхним и нижним источниками тепла и по нашему желанию разобщаться от них. Стенки цилиндра представим себе абсолютно нетеплопроводными, так что возможность теплообмена между газом и внешней средой (кроме источников тепла) через стенки исключена.

Самый цикл составляется из следующих процессов: при движении поршня из крайнего левого положения газ приходит в соприкосновение с верхним источником и при расширении он получает тепло таким образом, что температура его все время равна температуре источника (точнее, отличается на бесконечно малую величину). На фиг. 5-7 этот процесс представлен кривой AB — изотермой.

В точке B цилиндр машины разобщается от источника теплоты T_1 , а рабочее тело продолжает расширяться. В этом процессе расширения нет теплообмена с внешней средой, и процесс будет адиабатическим. После этих двух процессов поршень цилиндра пришел в крайнее правое положение; газ совершил работу, получив из верхнего источника q_1 единиц тепла. Для того, чтобы еще раз совершить такую же работу, т. е. чтобы двигатель был периодически действующим, нужно вернуть поршень в прежнее положение, а рабочее тело — в прежнее состояние, характеризуемое точкой A . В машине Карно обратный путь совершается следующим образом: в точке C рабочее тело приходит в соприкосновение с нижним источником тепла T_2 ; происходит изотермическое сжатие рабочего тела при постоянной температуре T_2 . В точке D происходит разобщение цилиндра от источника теплоты T_2 , а дальнейшее сжатие до точки A происходит без теплообмена с внешней средой и поэтому будет адиабатическим. Точку D выбирают таким образом, чтобы проходящая через нее адиабата прошла и через точку A , т. е. чтобы цикл оказался замкнутым.

Как видно из изложенного, цикл Карно очень прост, так как в нем участвует всего два источника тепла; этого достаточно, так как подвод и отдача тепла происходят по изотермам. В остальных частях цикла теплооб-



Фиг. 5-7.

мена нет, так как изменение состояния в них происходит по адиабатам.

Определим термический к. п. д. этого цикла. В течение всего цикла было взято из верхнего источника q_1 единиц тепла и отдано низшему q_2 единиц. Таким образом было использовано для превращения в механическую энергию $q_1 - q_2$ единиц, и термический к. п. д. цикла составит:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (5-6)$$

Здесь q_2 — абсолютное значение количества отведенного тепла.

Определим q_1 и q_2 . Пусть параметры отдельных точек цикла Карно обозначены так:

$$\begin{aligned} \text{точка } A &- p_1, v_1, T_1 \\ \text{„ } B &- p_2, v_2, T_1 \\ \text{„ } C &- p_3, v_3, T_2 \\ \text{„ } D &- p_4, v_4, T_2 \end{aligned}$$

По формуле (3-44) находим количества тепла в изотермических процессах:

$$\begin{aligned} q_1 &= ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \\ q_2 &= -ART_2 \ln \frac{v_4}{v_3} = ART_2 \ln \frac{v_3}{v_4}. \end{aligned}$$

Знак (—) взят для того, чтобы получить абсолютное значение количества отданного тепла.

После подстановки в (5-6) и сокращения получаем:

$$\eta_t = \frac{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}. \quad (a)$$

Покажем, что в формуле (a) отношения объемов равны. Для этого рассмотрим адиабаты BC и AD . Для точек B и C по уравнению (3-49) имеем:

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

По тому же уравнению для точек A и D получаем:

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

Сравнивая формулы (b) и (c), находим:

$$\frac{v_2}{v_3} = \frac{v_1}{v_4}$$

или

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

Отсюда из формулы (a) можно, сократив дробь на $\ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{v_3}{v_4}$, получить:

$$\left. \begin{aligned} \eta_t &= \frac{T_1 - T_2}{T_1}; \\ \eta_t &= 1 - \frac{T_2}{T_1}. \end{aligned} \right\} \quad (5-7)$$

Из полученной формулы видно, что чем больше T_1 и чем меньше T_2 , тем больше η_t .

Если подставить в уравнение (5-7) предельные значения температур, при которых работают действительные двигатели, то получим следующие значения термических к. п. д. У двигателей внутреннего сгорания верхним пределом можно считать $t_1 = 2000^\circ\text{C}$, нижним 300°C . Для этих пределов температур термический к. п. д. цикла Карно составит:

$$\eta_t = \frac{2000 - 300}{(2000 + 273)} = 0,746.$$

Для паровых двигателей верхним пределом является температура, при которой могут работать длительно металлы (в настоящее время это $500-600^\circ\text{C}$), нижним надо считать температуру, получаемую в конденсаторах турбин — около 25°C . Таким образом, для паросиловых двигателей наивысший термический к. п. д. цикла Карно

$$\eta_t = \frac{550 - 25}{823} = 0,638.$$

В последние годы возникло много проектов использования для теплосиловых установок естественных перепадов тепла; для северных областей таковыми могут служить температура воды на некоторой глубине под слоем льда, равная около 4°C , и температура воздуха, приблизительно равная -40°C . В этой установке вода — высший источник тепла, воздух — низший. Для таких перепадов термический к. п. д. цикла Карно составит:

$$\eta_t = \frac{4 - (-40)}{277} = \frac{44}{277} = 0,16.$$

В этих условиях машина будет работать за счет тепла воды; частично это тепло будет превращаться в механическую энергию, а в остальном передаваться «холодному» источнику — окружающему воздуху.

Формула (5-7) показывает, что, повышая T_1 или понижая T_2 , можно увеличивать η_t , но сделать его равным единице нельзя, так как никогда нельзя осуществить нужное для этого $T_2 = 0$. Нельзя добиться $\eta_t = 1$ и повы-

шением T_1 , так как это потребовало бы иметь $T_1 = \infty$, что также невозможно.

Рассмотрим теперь *необратимый* цикл между теми же двумя источниками тепла T_1 и T_2 , протекающий в условиях, аналогичных с описанным циклом Карно. Пусть в этом случае будет конечная разность температур между рабочим телом и обоими источниками, т. е. пусть цикл происходит при отсутствии термического равновесия между источниками тепла и рабочим телом; это обстоятельство, очевидно, снизит термический к. п. д., так как если представить себе обратимый цикл Карно для температур изотерм рабочего тела, то верхняя его температура будет ниже температуры источника тепла T_1 , а нижняя — выше температуры источника T_2 . Оба эти обстоятельства, как известно, снижают к. п. д. цикла.

Пусть далее рассматриваемый необратимый цикл происходит при отсутствии механического равновесия между рабочим телом и внешней средой. В этом случае будет иметь место видимое движение рабочего тела, трение в нем; все это потребует затраты части работы расширения газа, и на вал двигателя будет передано меньше работы, чем это имело бы место при обратимом цикле.

Те же последствия будут иметь передача тепла излучением к холодному источнику.

Таким образом, в случае необратимого цикла между двумя источниками, имеющими температуры T_1 и T_2 , термический к. п. д. в нем будет меньше найденного для обратимого, т. е. для *необратимого* цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (5-8)$$

Двигателей, которые работали бы по циклам, близким к циклу Карно, не строят, так как для применяемых рабочих тел конструктивно затруднительно обеспечить в области употребляемых ныне температур подвод тепла при постоянной температуре. Действительные двигатели, как мы покажем далее, работают по другим циклам.

Изложенный цикл тепловой машины был описан Сади Карно в его сочинении «*Размышление о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу*». Этот труд можно считать первым, где теоретически поставлен вопрос о превращении тепловой энергии в механическую. В этом труде впервые высказан второй закон термодинамики в словах «*повсюду, где имеется разность температур, может происходить возникновение движущей силы*». Следует только иметь в виду,

что при изложении своего сочинения Сади Карно исходил из теории теплорода, т. е. из вещественной теории тепла, и только впоследствии пришел к современным взглядам на природу тепловой энергии¹.

Пример 5-1. Рассчитать цикл Карно (фиг. 5-8), совершаемый 1 кг воздуха, если параметры точки 1:

$$p_1 = 20 \text{ ага} \text{ и } t_1 = 327^\circ\text{C},$$

а точки 3:

$$p_3 = 1,2 \text{ ага} \text{ и } t_3 = 27^\circ\text{C}.$$

Для точки 1 имеем:

$$p_1 = 20 \text{ ага}; T_1 = 273 + 327 = 600^\circ\text{K}.$$

Объем газа определится из уравнения Клапейрона

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,27 \cdot 600}{20 \cdot 10^4} = 0,088 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Для точек 2 и 3 имеем:

$$T_2 = 600^\circ\text{K}; p_3 = 1,2 \text{ ага}; \\ T_3 = 27 + 273 = 300^\circ\text{K}.$$

Объем в точке 3 находится по уравнению Клапейрона

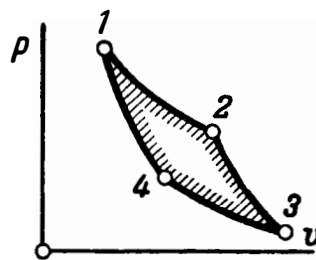
$$v_3 = \frac{RT_3}{p_3} = \frac{29,27 \cdot 300}{1,2 \cdot 10^4} = 0,731 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

По уравнению адиабаты 2-3

$$T_2 v_2^{k-1} = T_3 v_3^{k-1}$$

получаем:

$$v_2 = v_3 \left(\frac{T_3}{T_2} \right)^{\frac{1}{k-1}}; \\ v_2 = 0,731 \left(\frac{300}{600} \right)^{2,5} = 0,13 \text{ м}^3/\text{кг}.$$



Фиг. 5-8.

¹ Это видно из следующих слов, относящихся к последним годам жизни (1796 — 1832) и опубликованных после его смерти: «тепло — не что иное, как движущая сила или, вернее, движение, изменившее свой вид; это движение частиц тел; повсюду, где происходит уничтожение движущей силы, возникает одновременно теплота в количестве, точно пропорциональном количеству исчезнувшей движущей силы. Обратное: всегда при исчезновении тепла возникает движущая сила» (цитировано по книге «Второе начало термодинамики», Сборник работ под редакцией проф. А. К. Тимирязева, Г. Т. Т. И., 1934).

Уравнение изотермы 1-2

$$p_1 v_1 = p_2 v_2$$

дает:

$$p_2 = \frac{p_1 v_1}{v_2} = \frac{20 \cdot 0,088}{0,13} = 135 \text{ ата.}$$

Для точки 4 параметры состояния находим так.

По уравнению 1-4

$$T_1 v_1^{k-1} = T_4 v_4^{k-1}$$

получаем:

$$v_4 = v_1 \left(\frac{T_1}{T_4} \right)^{\frac{1}{k-1}}$$

$$v_4 = 0,088 \left(\frac{600}{300} \right)^{2,5} = 0,497 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

По уравнению Клапейрона находим:

$$p_4 = \frac{RT_4}{v_4} = \frac{29,27 \cdot 300}{0,497} = 1,77 \text{ ата.}$$

Построив этот цикл в p - v -диаграмме, можно убедиться, что фиг. 5-8 выполнена не в масштабе.

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{600 - 300}{600} = 0,5.$$

Количество тепла, полученное из высшего источника,

$$q_1 = ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = \frac{29,27 \cdot 600 \cdot 2,303}{427} \lg \frac{0,13}{0,088},$$

$$q = 16 \text{ ккал/кг.}$$

Количество тепла, отданное низшему источнику (абсолютное значение):

$$q_2 = -ART_3 \ln \frac{v_4}{v_3};$$

$$q_2 = \frac{29,27 \cdot 300 \cdot 2,303}{427} \lg \frac{0,497}{0,732} = 8 \text{ ккал/кг.}$$

Работа расширения

$$\omega_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) =$$

$$= \frac{29,27 \cdot 600 \cdot 2,303}{427} \lg \frac{0,13}{0,088} + \frac{10^4}{1,4-1} (13,5 \cdot 0,13 -$$

$$- 1,2 \cdot 0,731) = 6820 + 21900 = 28720 \text{ кгм/кг.}$$

Работа сжатия (абсолютное значение)

$$\omega_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} + \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_4 v_4) =$$

$$= \frac{29,27 \cdot 300 \cdot 2,303}{427} \lg \frac{0,732}{0,497} + \frac{10^4}{1,4-1} (20 \cdot 0,088 -$$

$$- 1,77 \cdot 0,497) = 3410 + 21900 = 25310 \text{ кгм/кг.}$$

Полезная работа

$$\omega_0 = 28720 - 25310 = 3410 \text{ кгм/кг.}$$

Проверка:

$$A\omega_0 = q_0$$

представляет собой тождество:

$$\frac{1}{427} 3410 = 8.$$

Кроме того,

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{16 - 8}{16} = 0,5.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 5-1. 2 кг воздуха совершают цикл Карно между пределами температур $T_1 = 500^\circ\text{К}$ и $T_2 = 280^\circ\text{К}$. Начальное давление $p_1 = 35 \text{ ата}$. Количество тепла, полученное из верхнего источника теплоты, 40 ккал. Рассчитать цикл.

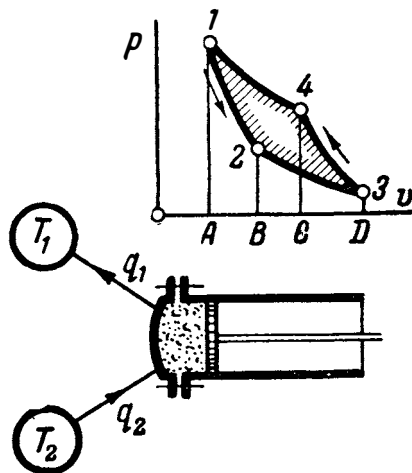
Задача 5-2. 2 кг воздуха совершают цикл Карно в следующих пределах: $p_1 = 40 \text{ ата}$; $T_1 = 700^\circ\text{К}$; $p_3 = 1,1 \text{ ата}$; $T_3 = 300^\circ\text{К}$. Рассчитать цикл.

Задача 5-3. Цикл Карно совершается в пределах $t_1 = 150^\circ\text{С}$ и $t_2 = 5^\circ\text{С}$. Определить использованное и отданное низшему источнику количество тепла, если из верхнего получено $q_1 = 100 \text{ ккал}$.

Задача 5-4. В цикле Карно используется $q_0 = 100 \text{ ккал}$ тепла, причем в низший источник отводится $q_2 = 40 \text{ ккал}$. Определить термический к. п. д. и верхний предел температур, если низший предел составляет $T_2 = 300^\circ\text{К}$.

5-4. ОБРАТНЫЙ ЦИКЛ КАРНО

Рассмотрим цикл, состоящий из тех же процессов, что и цикл Карно, но пусть машина проходит их не по часовой стрелке, как уже было нами рассмотрено, а против. Такой цикл носит название *обратного цикла Карно* (фиг. 5-9). Рабочий цикл этой машины заключается в следующем. Сначала газ, состояние которого в p - v -диаграмме представлено точкой 1, расширяется адиабатически до точки 3, при этом он совершает работу, измеряемую площадкой $A-1-2-B-A$. Следующий процесс 2-3—изотермическое расширение. Для того, чтобы температура газа в процессе не падала, его приводят каким-либо образом в соприкосновение с источником тепла T_2 , температура которого равна температуре газа



Фиг. 5-9.

в точке 2; при переходе газа из состояния 2 в состояние 3 газ производит работу $B-2-3-D-B$ и при этом от источника T_2 получает количество тепла q_2 . Далее газ подвергается адиабатическому сжатию по кривой 3-4; в этом процессе на сжатие затрачивают извне работу, измеряемую площадкой $C-4-3-D-C$. Последний процесс 4-1 — изотермическое сжатие. Для того, чтобы в этом процессе не произошло изменения температуры, газ приводит в соприкосновение с источником тепла T_1 , температура которого равна температуре газа в точке 4; в этом процессе на сжатие расходуется извне работа, измеряемая площадкой $A-1-4-C-A$, и отводится от газа количество тепла q_1 . Рассматривая весь цикл в целом, можно отметить, что работа расширения газа, измеряемая площадкой $A-1-2-3-D-A$, меньше работы сжатия $A-1-4-3-D-A$ на величину площадки, ограниченной кривыми совершенных процессов, т. е. площадки $1-2-3-4-1$; таким образом, в обратном цикле Карно извне затрачено количество механической энергии, измеряемое площадью, заключенной внутри цикла.

Сопоставим количества тепла, участвующие в цикле, и затраченную работу. При протекании процесса по линии 2-3 к рабочему телу подводят количество тепла q_2 , наоборот, при прохождении по пути 4-1 рабочее тело передает вышнему источнику тепло q_1 ; в обратных циклах всегда

$$q_1 > q_2.$$

В результате всего цикла извне затрачена работа w_0 , перешедшая в тепло q_0 , причем

$$A w_0 = q_0$$

и вместе с тем

$$q_0 = q_1 - q_2.$$

Таким образом, затратив w_0 работы, удалось перенести от низшего источника к верхнему q_2 единиц тепла, при этом верхний источник получил

$$q_1 = q_2 + A w_0.$$

Описанный процесс перехода тепла от низшего источника к верхнему не противоречит второму закону термодинамики (формулировка Клаузиуса), так как он протекает не «сам по себе», а в сопровождении дополнительного процесса превращения механической энергии в тепловую, т. е. с затратой работы извне.

Машина, работающая по изложенному принципу, может служить для охлаждения тел, или, как говорят, для *производства холо-*

да. Действительно, если представить себе, что источник T_2 —это те тела, в которых необходимо поддерживать низкую температуру, то тепло, воспринимаемое ими от окружающей среды, может быть отведено при помощи описанной машины.

Характеристикой описанного процесса может служить отношение количества тепла, отнятого от низшего источника, к затраченной на это работе. Это отношение называют *холодильным коэффициентом* и обозначают ϵ . Итак,

$$\epsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{A w_0}. \quad (5-9)$$

Для определения ϵ заменим здесь по формуле (3-44)

$$q_1 = -RT_1 \ln \frac{v_1}{v_4} = RT_1 \ln \frac{v_4}{v_1}$$

[знак (—) взят, чтобы получить абсолютное значение количества отнятого тепла] и

$$q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_2}.$$

Принимая во внимание, что здесь, как и в § 5-3, отношения объемов равны между собой, получаем после сокращения:

$$\epsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1}. \quad (5-10)$$

Из рассмотрения формулы (5-10) можно заключить, что чем выше T_2 , тем ϵ больше; при одном и том же T_2 процесс экономичнее при более низком T_1 .

Использование машины, работающей вполне по циклу Карно, в холодильной технике неосуществимо. Практически здесь применяют другие циклы; они описаны в пятнадцатой главе.

В последнее время появились и кое-где осуществлены проекты так называемого *механического отопления* зданий, которое основано на подаче в помещение теплого воздуха, получаемого в установке, работающей по обратному циклу—теоретически по циклу Карно, практически же по одному из циклов холодильных установок. Для отопления в этом случае используется тепло q_1 ; характеристикой процесса здесь может служить отношение

$$\frac{q_1}{A w_0} = \epsilon', \quad (5-11)$$

которое по аналогии с ϵ можно назвать *отопительным коэффициентом*.

5.5. ТЕОРЕМА КАРНО

В § 5-3 был рассмотрен цикл Карно; рабочим телом в этом цикле является идеальный газ; покажем, что термический к. п. д. обратимого цикла, происходящего между одним нагревателем (верхний источник) и одним охладителем (нижний источник), не зависит от свойств рабочего тела.

Пусть термический к. п. д. какого-либо обратимого цикла, осуществляемого между двумя источниками тепла с температурами T_1 и T_2 , есть

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} \quad (a)$$

Предположим, что можно создать обратимый цикл между теми же двумя источниками тепла, но с другим рабочим телом, причем в этом случае термический к. п. д. будет выше, т. е. пусть он будет

$$\eta'_t = \frac{q'_1 - q'_2}{q'_1}, \quad (b)$$

причем

$$\eta'_t > \eta_t.$$

Заставим обе машины работать на общий вал, как это показано на фиг. 5-10, и пусть цикл машины с большим к. п. д. (назовем ее A) протекает в прямом направлении (как это имело место, например, в цикле Карно), т. е. по часовой стрелке, а цикл машины с меньшим к. п. д. (назовем ее B) протекает в обратном направлении, т. е. против часовой стрелки. Машина A получает из верхнего источника количество тепла q'_1 , отдает низшему источнику q'_2 и превращает в механическую энергию количество тепла $q'_1 - q'_2$. В машине B процесс идет в обратном направлении, а именно: она отнимает от низшего источника количество тепла q_2 , отдает верхнему q_1 и потребляет извне в этом процессе количество механической энергии $q_1 - q_2$.

Пусть в рассматриваемой нами комбинированной машине $A-B$, работающей на общей вал,

$$q'_1 = q_1,$$

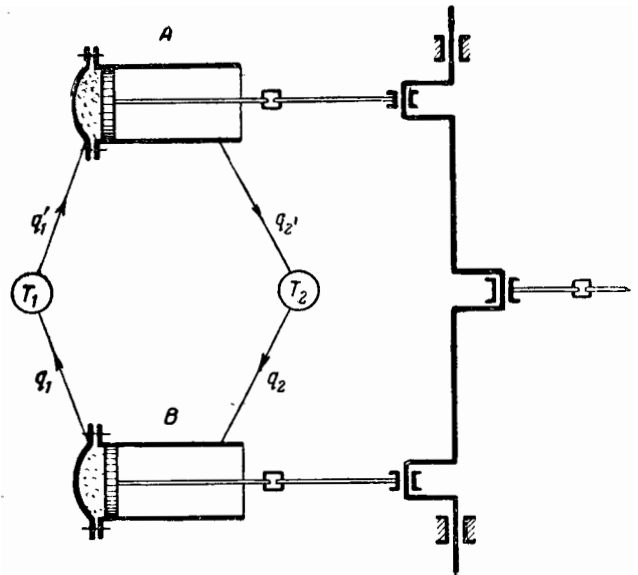
т. е. знаменатели в (a) и (b) равны друг другу.

Так как по условию

$$\eta'_t > \eta_t,$$

то должно быть

$$q'_1 - q'_2 > q_1 - q_2,$$



Фиг. 5-10.

что может иметь место только в том случае, если

$$q_2 > q'_2.$$

Таким образом, машина A должна производить большую работу, чем потребляет машина B , на величину

$$(q'_1 - q'_2) - (q_1 - q_2) = q_2 - q'_2,$$

и эта последняя (работа) может быть снята с общего вала и затрачена, например, на поднятие груза. Так как при $q'_1 = q_1$ верхний источник получает от машины B столько тепла, сколько отдает машине A , то за весь цикл баланс тепла для него равен нулю. От источника же T_2 за весь цикл отнимают количество тепла

$$q_2 - q'_2,$$

т. е. ровно столько, сколько получено полезной работы.

Заставляя периодически работать машину AB , мы тем самым получили бы такую машину, которая не производила бы ничего другого, «кроме поднятия груза и охлаждения источника тепла» (Планк). Это противоречит второму закону термодинамики.

Рассмотрим ту же установку в иной комбинации мощностей машин. Подобрав соответственно мощности машин A и B , можно заставить нашу комбинированную установку работать таким образом, чтобы работа одной

машины равнялась работе другой. В этом случае мы получили бы:

$$q_1 - q_2 = q'_1 - q'_2. \quad (с)$$

Но так как по условию

$$\eta'_t > \eta_t,$$

то из рассмотрения формул (а) и (б) заключаем, что

$$q_1 > q'_1.$$

Это возможно при наличии условий (с) только в том случае, если

$$q_2 > q'_2.$$

В такой комбинированной машине из низшего источника все время забиралось бы тепла больше, чем к нему подводилось, и эта разность целиком поступала бы в верхний источник; из уравнения (с) видно, что

$$q_2 - q'_2 = q_1 - q'_1.$$

Эта разность есть не что иное, как тепло низшего источника, которое «само по себе» переходило бы в верхний. Такая машина также находилась бы в противоречии со вторым законом термодинамики (Клаузиус).

Итак, предположение, что можно увеличить к. п. д. идеальной машины, работающей от двух источников тепла, взяв другое рабочее тело, приводит к неправильным выводам, из чего заключаем, что

к. п. д. обратимого цикла с двумя источниками тепла не зависит от свойств рабочего тела. Это положение составляет содержание теоремы Карно.

5-6. ЭНТРОПИЯ

Для цикла Карно нами определено

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

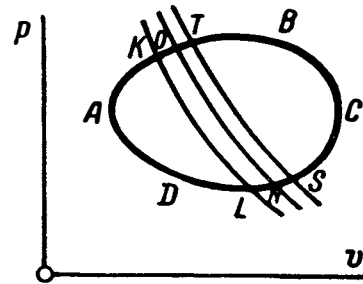
откуда

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}. \quad (5-12)$$

Здесь q_1 и q_2 — абсолютные значения количеств тепла, причем q_1 — подведенное тепло, q_2 — отведенное. Изменим данное выражение, взяв для q_2 относительные значения. В этом случае вместо уравнения (5-12) получим:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0.$$

Здесь, очевидно, q_1 — положительное, а q_2 — отрицательное число. Таким образом, мы



Фиг. 5-11.

получим в левой части алгебраическую сумму частных $\frac{q}{T}$, что можно представить так:

$$\sum \frac{q}{T} = 0. \quad (5-13)$$

Полученное выражение можно формулировать следующим образом: для цикла Карно алгебраическая сумма частных, полученных от деления количеств тепла на абсолютную температуру, при которой это тепло подводится, равна нулю.

Рассмотрим теперь любой обратимый цикл, который в самом общем виде представим в виде цикла $ABCD$ на фиг. 5-11. О способе его осуществления нужно сказать следующее. В обратимом цикле Карно тепло подводилось к рабочему телу при неизменной температуре. Здесь же, в общем случае, при подводе тепла температура рабочего тела меняется. Если бы в этих условиях был всего один верхний источник тепла с температурой, равной максимальной температуре рабочего тела, то в остальных точках, где подводится тепло, происходил бы переход тепла при конечной разности температур, и такой цикл был бы необратимым. Для того, чтобы цикл был обратимым, необходимо обеспечить подвод тепла к рабочему телу при бесконечно малой разности температур между источником и рабочим телом. При изменяющейся температуре рабочего тела этого можно достигнуть только в том случае, если имеется бесконечный ряд источников тепла, имеющих те же температуры, что и рабочее тело (или, что то же, — имеющих температуру, отличающуюся от температуры рабочего тела на бесконечно малую величину) в различных стадиях цикла.

То же нужно сказать и о нижних источниках тепла: для того, чтобы отвод тепла шел в этом случае обратимо, нужно представить себе, что имеется бесконечный ряд источников тепла, которым рабочее тело отдает теп-

лю при бесконечно малой разности температур между ним и источником.

Разобьем наш цикл на ряд элементарных циклов адиабатами KL , ON , TS и т. д., которые возьмем настолько близкими, чтобы в полученных отрезках первоначального цикла можно было считать температуру одинаковой; таким образом каждый из полученных циклов можно считать элементарным циклом Карно. Тогда весь цикл $ABCD$ составится из ряда элементарных циклов Карно $KONLK$, $OTSN$ и т. д.

Покажем прежде всего, что совокупность полученных циклов вполне заменяет первоначальный цикл $ABCD$. На участках KO , OT и т. д. тепло подводится, а на участках LN , NS и т. д. отводится. При прохождении цикла $KONLK$ направление адиабаты ON будет от O к N , при прохождении же цикла $OTSN$ направление той же адиабаты будет от N к O , так что общим в этих циклах будет отрезок ON , и на нем в обоих случаях работы будут равны по величине и обратны по знаку, тепло же в обоих случаях не подводится и не отводится. Следовательно, участок ON , как и аналогичные ему KL , TS и т. д., из рассмотрения может быть исключен, и в совокупности все рассматриваемые циклы дадут первоначальный цикл $ABCD$.

Исследуем теперь каждый из полученных элементарных циклов Карно.

Пусть в цикле $KONLK$ по линии KO подводится dq единиц тепла на 1 кг рабочего тела при температуре T_1 , которую мы считаем постоянной, пренебрегая ее изменением на этом участке, а по LN отводится тепло dq_2 при температуре T_2 . Тогда по формуле (5-12)

$$\frac{dq_1}{T_1} = \frac{dq_2}{T_2}.$$

Для всякого следующего элементарного цикла имеем такие же соотношения.

Составив аналогичные равенства для всех циклов и сложив почленно, получим:

$$\int_A^C \frac{dq_1}{T_1} = \int_C^A \frac{dq_2}{T_2}$$

или

$$\int_A^C \frac{dq_1}{T_1} - \int_C^A \frac{dq_2}{T_2} = 0. \quad (a)$$

Здесь dq_1 и dq_2 — абсолютные значения количеств тепла. Изменим полученное выражение, учитывая знак dq_2 так же, как мы это дела-

ли при преобразовании уравнения (5-12). Для относительных количеств имеем:

$$\int_A^C \frac{dq_1}{T_1} + \int_C^A \frac{dq_2}{T_2} = 0, \quad (b)$$

что можно представить в виде

$$\oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (5-14)$$

Знак \oint понимается как интеграл, взятый по всему циклу $ABCD$.

Полученный результат можно формулировать следующим образом: для всякого обратимого цикла алгебраическая сумма частных от деления подведенных бесконечно-малых количеств тепла на абсолютную температуру, при которой это тепло подводится, равна нулю.

Обозначим

$$\oint \frac{dq}{T} = \Delta s_{AB^*DA}$$

и подставим в (5-14):

$$\Delta s = 0.$$

A^*CDA

Ранее (§ 5-2) мы доказали, что если изменение некоторой величины в замкнутом процессе (цикле) равно нулю, то изменение этой величины между какими-либо состояниями не зависит от пути процесса; этим свойством, как было там указано, обладают все параметры состояния. Это дает основание утверждать, что изменение величины

$$\int_1^2 \frac{dq}{T} = \Delta s$$

между состояниями 1 и 2 не зависит от пути процесса, а следовательно, сама величина

$$s = \int \frac{dq}{T} \quad (5-15)$$

является параметром состояния. Этот параметр называют *энтропией*.

Подобно любому параметру состояния он полностью определяется заданием каких-либо двух других параметров.

Однако, для того, чтобы вычислить значение энтропии для какого-либо состояния, характеризуемого, например, давлением p и температурой T , нужно еще условиться, какому состоянию мы будем приписывать значение $s = 0$, т. е. от какого состояния мы будем отсчитывать значения энтропии.

Поскольку в технической термодинамике при изучении физических процессов изменения состояния интересуются не абсолютным значением энтропии, а ее изменением, то безразлично, от какого состояния вести ее отсчет. Для газов условились отсчитывать значения энтропии от *нормального состояния*. Таким образом найдем для газа с параметрами p и T :

$$s = \int_{p=760 \text{ мм рт. ст.}, T=273^\circ\text{K}}^{p, T} \frac{dq}{T}. \quad (5-16)$$

Взяв дифференциалы от обеих частей уравнения, получаем выражение энтропии в дифференциальной форме:

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (5-17)$$

Здесь T есть температура источника тепла. Так как между ним и рабочим телом предполагается бесконечно малая разность, то T есть также и температура рабочего тела.

Для изменения энтропии между состояниями 1 и 2 имеем из (5-17):

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}. \quad (5-17')$$

Из формулы (5-17) видно, что единицей измерения нового параметра служит *ккал/кг град*. Особого названия эта единица измерения не имеет.

Если в цикле участвует G кг рабочего тела, то будем иметь:

$$dQ = Gdq;$$

$$\int \frac{dQ}{T} = G \int \frac{dq}{T} = Gs = S \text{ ккал/град},$$

т. е. энтропия G кг газа в G раз больше, чем энтропия 1 кг. Таким образом, новый параметр, так же как и внутренняя энергия u и теплосодержание i , обладает свойством аддитивности.

Для того, чтобы путем сравнения подчеркнуть свойства параметров состояния вообще и энтропии в частности, напомним, что такая величина, как q (количество тепла в процессе), не является параметром состояния; она зависит от пути процесса, поэтому нельзя сказать, что для перехода из одного состояния в другое требуется всегда одинаковое количество тепла q или что газу в данном состоянии присуще тепло q ; равным образом, лишено всякого смысла часто упо-

требляемое выражение „газ содержит количество тепла q “.

Напротив, из уравнения (5-14) мы видим, что изменение величины s не зависит от пути процесса; поэтому и можно сказать, что каждому состоянию газа присуще вполне определенное значение энтропии, а это и означает, что энтропия есть параметр состояния газа, т. е. она в этом отношении обладает теми же свойствами, что и ранее введенные p, v, t, u, i .

Первоначальные трудности усвоения параметра энтропии связаны с тем, что он вводится чисто математическим путем и установление его значения для какого-либо состояния производится только расчетным путем, а не путем измерения при помощи какого-либо прибора. На протяжении курса мы поступаем так не впервые. Таким же образом был введен параметр энтальпии i . Этот параметр не встречает обычно затруднений в усвоении благодаря своему неправильному второму названию—теплосодержание (неправильному потому, что, как только что было отмечено, вообще нельзя говорить о «содержании тепла» в теле); в сущности же оба они — и энтропия и энтальпия — вводятся формально и служат для упрощения термодинамических расчетов. В дальнейшем при изучении химических реакций будут введены аналогичным путем и другие параметры. Физический смысл энтропии будет объяснен далее в § 5-13, 5-14.

Что касается отмеченного упрощения расчетов, получаемого при помощи этих параметров, то в отношении энтальпии это было уже показано введением формулы (2-17'), которая освобождает от часто громоздких подсчетов значений теплоемкостей. В отношении энтропии мы пока отметим только следующее весьма важное для исследований свойство этого параметра.

Из формулы (5-17), относящейся только к обратимым процессам, можно сделать такие выводы: если $ds > 0$, т. е. если энтропия в каком-либо процессе возрастает, то в этом процессе и $dq > 0$, т. е. в нем тепло к газу подводится извне (T в формуле — величина существенно положительная), и обратно: если $ds < 0$, то $dq < 0$.

Таким образом, по изменению энтропии в обратимом процессе можно судить о направлении потока тепла между рабочим телом и внешней средой, чего нельзя было сделать ни по одному из ранее введенных параметров.

Можно рассуждение вести и так: если $dq > 0$, то $ds > 0$ и если $dq < 0$, то $ds < 0$, т. е. *подвод тепла в обратимом процессе*

всегда связан с ростом энтропии, а отвод — с уменьшением ее.

В дальнейшем мы познакомимся с еще более важными приложениями нового параметра состояния — энтропии.

Полученное нами в этом параграфе уравнение (5-17) позволяет установить аналитическим путем связь между истинной теплоемкостью и энтропией. По (5-17)

$$dq_p = T ds. \quad (5-18)$$

Из определения же c_p следует:

$$dq_p = c_p dT.$$

Если теперь уравнение (5-18) отнести к процессу $p = \text{const}$, то

$$dq_p = c_p dT = T ds, \quad (5-18')$$

где dT и ds связаны условием $p = \text{const}$. Из второй и третьей части написанного уравнения (5-18') получаем:

$$\frac{c_p}{T} = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p. \quad (5-19)$$

Здесь взята частная производная, потому что энтропия определяется двумя какими-либо параметрами, в данном случае $s = f(T, p)$.

Аналогичным образом уравнение (5-18), отнесенное к процессу $v = \text{const}$, дает:

$$dq_v = c_v dT = T ds, \quad (5-20)$$

где dT и ds связаны условием $v = \text{const}$.

Из второй и третьей части последнего уравнения устанавливаем, что

$$\frac{c_v}{T} = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v, \quad (5-21)$$

где частная производная относится к функции $s = f(T, v)$. Об использовании уравнений (5-19) и (5-21) будет сказано в § 7-3.

5-7. ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНТРОПИИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Значение энтропии для какого-либо состояния газа может быть подсчитано достаточно просто для идеальных и со значительными трудностями — для реальных газов.

Если в дифференциальное уравнение для энтропии вместо dq подставить его значение из уравнения первого закона термодинамики для идеальных газов, то получим:

$$ds = \frac{c_v dT + A p dv}{T}. \quad (a)$$

Из уравнения Клапейрона имеем:

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

После подстановки в формулу (a) получаем:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}. \quad (b)$$

Интегрируем эти уравнения, исходя из прямой зависимости теплоемкости от температуры:

$$c_v = a_v + bT,$$

получаем:

$$s = a_v \int \frac{dT}{T} + b \int dT + AR \int \frac{dv}{v} + k$$

или

$$s = a_v \ln T + AR \ln v + bT + k. \quad (5-22)$$

Постоянная интегрирования k определяется из начальных условий. Как было сказано, для идеального газа принимают значение энтропии при нормальных условиях равным нулю. Определив отсюда k , получим:

$$s = a_v \ln \frac{T}{273} + AR \ln \frac{v}{v_n} + b(T - 273) \quad (5-23)$$

и для изменения энтропии между состоянием 1 и 2 соответственно

$$s_2 - s_1 = a_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} + b(T_2 - T_1). \quad (5-24)$$

Если исходить из $c_v = \text{const}$, то $b = 0$, а $a_v = c_v$. В этом случае

$$s = c_v \ln T + AR \ln v + k \quad (5-25)$$

или после определения постоянной интегрирования:

$$s = c_v \ln \frac{T}{273} + AR \ln \frac{v}{v_n}, \quad (5-26)$$

а изменение энтропии между двумя состояниями составит:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (5-27)$$

Мы получили формулы для подсчета изменения энтропии в функции параметров v и T . Пользуясь уравнением Клапейрона, преобразуем их для параметров p , T .

В уравнении (5-25) исключаем v при помощи уравнения Клапейрона; получаем:

$$s = c_v \ln T + AR \ln R + AR \ln T - AR \ln p + k.$$

Так как

$$c_v \ln T + AR \ln T = (c_v + AR) \ln T = c_p \ln T,$$

а $AR \ln R + k$ — постоянная величина, то

$$s = c_p \ln T - AR \ln p + k. \quad (5-28)$$

При переменной теплоемкости аналогично получаем:

$$s = a_p \ln T - AR \ln p + bT + k. \quad (5-29)$$

Постоянная интегрирования может быть получена из ранее принятого условия; тогда для какого-либо состояния с параметрами p и T имеем:

при $c = \text{const}$

$$s = c_p \ln \frac{T}{273} - AR \ln \frac{p}{p_n}; \quad (5-30)$$

при $c \neq \text{const}$

$$s = a_p \ln \frac{T}{273} - AR \ln \frac{p}{p_n} + b(T-273) \quad (5-31)$$

и для изменения энтропии между состояниями 1 и 2 соответственно:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (5-30')$$

$$s_2 - s_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} + b(T_2 - T_1). \quad (5-31')$$

Аналогичным образом можно получить из (а) и формулы для $s = f(p, v)$:

при $c = \text{const}$

$$s = c_v \ln p + c_p \ln v + k; \quad (5-32)$$

при $c \neq \text{const}$

$$s = a_v \ln p + a_p \ln v + b \frac{pv}{AR} + k \quad (5-33)$$

и для разности энтропий соответственно:

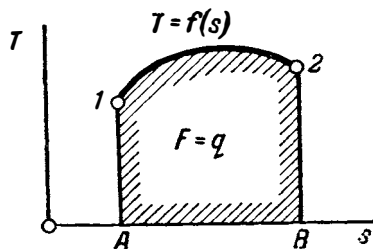
$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (5-32')$$

$$s_2 - s_1 = a_v \ln \frac{p_2}{p_1} + a_p \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{b}{AR} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (5-33')$$

5-8. Ts -ДИАГРАММА И ИЗОБРАЖЕНИЕ ГАЗОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕЙ

В § 5-6 было показано, что энтропия является параметром состояния газа. Вследствие этого энтропия вместе с каким-либо одним из других параметров может целиком определять состояние газа.

Особенно удобным является изображать состояние газообразного тела в параметрах T и s . Получающаяся при этом диаграмма Ts (фиг. 5-12) имеет очень большое значение при



Фиг. 5-12.

рассмотрении вопросов превращения тепловой энергии, так как значительно упрощает решение целого ряда вопросов. В ней по оси абсцисс откладывают значения энтропии, а по оси ординат — абсолютные температуры.

Важное свойство диаграммы заключается в следующем. Пусть газообразное тело переходит из состояния 1 в состояние 2 по кривой 1-2 (фиг. 5-12), уравнение которой

$$T = f(s).$$

По уравнению (5-18) имеем:

$$dq = T ds,$$

откуда

$$q = \int_1^2 T ds. \quad (a)$$

С другой стороны, известно, что площадь F фигуры 1-2-B-A-1 равна

$$F = \int_1^2 f(s) ds = \int_1^2 T ds. \quad (b)$$

Сравнивая уравнения (а) и (b), находим, что

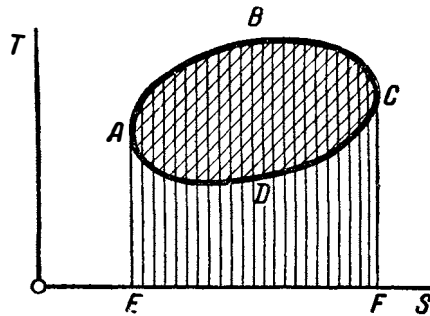
$$q = F,$$

т. е.

в диаграмме Ts площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, измеряет в некотором масштабе количество подведенного или отведенного тепла в данном процессе.

По этой причине Ts -диаграмму часто называют *тепловой диаграммой*.

Если взять в диаграмме Ts какой-либо замкнутый обратимый процесс (фиг. 5-13), то площадь $ABCFA$ измеряет количество тепла, подведенное к рабочему телу (энтропия возрастает) в процессе ABC ; площадь же $ADCFA$ измеряет количество отведенного в процессе CDA тепла, так как здесь энтропия уменьшается.



Фиг. 5-13.

Таким образом, в цикле $ABCD$ исчезает в виде тепла количество его, измеряемое площадью $ABCD$. В § 5-2 было установлено, что исчезнувшее в замкнутом процессе тепло переходит в полезную работу. Отсюда заключаем, что в Ts -диаграмме площадь внутри кривой обратимого цикла измеряет полезное тепло, перешедшее в полезную работу.

Далее, по формуле (5-6)

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

и по смыслу площадей

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } ABCDA}{\text{пл. } EABCFE},$$

т. е.

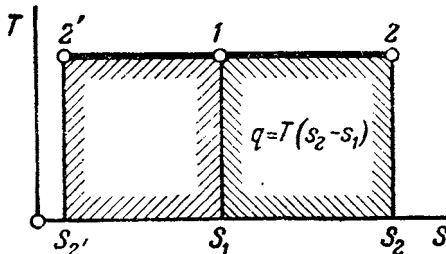
в Ts -диаграмме отношение площади, измеряющей тепло, перешедшее в работу, к площади, измеряющей подведенное тепло, численно равно термическому к. п. д. цикла.

Таким образом, наряду с pV -диаграммой Ts -диаграмма вследствие особых свойств параметра энтропии является весьма эффективным методом исследования циклов тепловых двигателей, что и объясняет плодотворность использования этого параметра.

Рассмотрим, как могут быть изображены изученные нами частные процессы изменения состояния газа в Ts -диаграмме и каково изменение энтропии в них; сначала будем считать $c = \text{const}$.

1. Изотермический процесс. При переходе газообразного тела из состояния 1 в состояние 2 в процессе $t = \text{const}$ последний изображится прямой 1-2, параллельной оси абсцисс (фиг. 5-14). Количество тепла в процессе может быть представлено в виде площади прямоугольника 1-2-2'-1 и подсчитано по простой формуле:

$$q = \int_1^2 T ds = T(s_2 - s_1). \quad (5-34)$$



Фиг. 5-14.

Изменение энтропии можно подсчитать по уравнению (5-27), в котором для изотермического процесса

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2},$$

так что для такого процесса

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} = AR \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (5-35)$$

Следует обратить внимание на то, что процесс 1-2, сопровождающийся увеличением энтропии, соответствует расширению газа, так как в нем тепло подводится. Процесс сжатия изобразится прямой 1-2. Здесь энтропия уменьшается, так как теплота отводится.

2. Адиабатический процесс. По формуле (5-18)

$$dq = T ds.$$

Так как в адиабатическом процессе нет теплообмена с внешней средой, т. е.

$$dq = 0, \quad \text{то} \quad T ds = 0. \quad \text{Так как } T \neq 0, \quad \text{то} \quad ds = 0$$

и

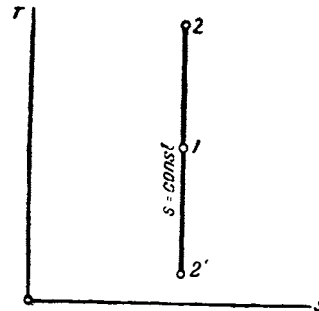
$$s = \text{const}. \quad (5-36)$$

Таким образом в обратимом адиабатическом процессе энтропия не изменяется, и этот процесс в Ts -диаграмме может быть представлен прямой, параллельной оси ординат (фиг. 5-15), причем 1-2 соответствует процессу сжатия (возрастание температуры), процесс 1-2'—расширению (падение температуры).

3. Изобарический и изохорический процессы. Для изобарического процесса

$$\ln \frac{p_1}{p_2} = 0;$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$



Фиг. 5-15.

Пользуясь формулой (5-32'), находим для этого процесса при $c = \text{const}$:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad (5-37)$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5-38)$$

Для изохорического процесса

$$\ln \frac{v_2}{v_1} = 0;$$

$$\frac{p_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Пользуясь формулой (5-32'), получаем при $c = \text{const}$:

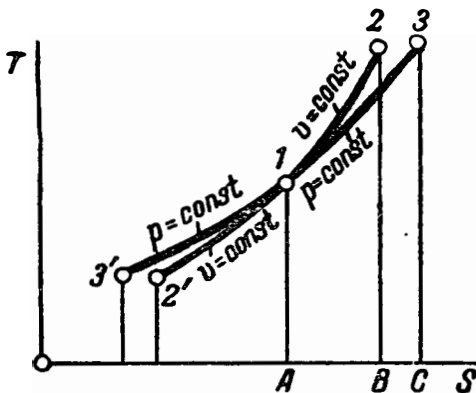
$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad (5-39)$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5-40)$$

Из формул (5-38) и (5-40) заключаем, что каждый из рассматриваемых процессов может быть в Ts -диаграмме представлен логарифмической кривой, причем в одном и том же интервале температур всегда для изобарического изменения состояния газа изменение энтропии больше, чем для изохорического, так как всегда

$$c_p > c_v.$$

Таким образом, если на фиг. 5-16 логарифмическая кривая 1-2 изображает процесс при $v = \text{const}$, то логарифмическая кривая 1-3 — процесс $p = \text{const}$. Эти кривые соответствуют нагреванию газа. Охлаждению газа будут соответствовать кривые: изохора 1-2' и изобара 1-3'.



Фиг. 5-16.

Итак,

если в Ts -диаграмме из одной точки выйдут изохора и изобара, то в случае нагревания первая будет располагаться выше, а в случае охлаждения — ниже второй.

Площадь 1-2-В-А-1 есть количество тепла в изохорическом процессе, т. е.

$$q_v = c_v (T_2 - T_1);$$

площадь 1-3-С-А-1 соответствует количеству тепла в процессе $p = \text{const}$, т. е.

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

При $c \neq \text{const}$ изменение энтропии в рассматриваемых процессах можно вычислить по формуле (5-24):

$$s_2 - s_1 = a_v \ln \frac{T_2}{T_1} + b (T_2 - T_1) + AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Отсюда

1) для изотермического процесса: при $T_1 = T_2$

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} = AR \ln \frac{p_1}{p_2};$$

2) для адиабатического процесса:

$$s_2 - s_1 = 0;$$

3) для изохорического процесса из формулы (5-24) аналогично можно получить:

$$s_2 - s_1 = a_v \ln \frac{T_2}{T_1} + b (T_2 - T_1); \quad (5-41)$$

4) для изобарического процесса из формулы (5-31') получаем:

$$s_2 - s_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b (T_2 - T_1). \quad (5-42)$$

Пример 5-2. Определить энтропию 1 кг азота при $p = 5 \text{ атм}$ и $t = 300^\circ\text{C}$. Теплоемкость считать постоянной.

По формуле (5-30)

$$s = c_p \ln \frac{T}{273} - AR \ln \frac{p}{p_n}$$

для нашего случая находим:

$$s = \frac{7}{28} \cdot 2,303 \cdot \lg \frac{573}{273} - \frac{848}{28 \cdot 427} \cdot 2,303 \cdot \lg \frac{5}{1,0333};$$

$$s = 0,07 \text{ ед. энтропии.}$$

Пример 5-3. Определить энтропию 1 кг воздуха при $p = 2 \text{ атм}$ и $t = 47^\circ\text{C}$ ($c = \text{const}$).

По формуле (5-26)

$$s = c_v \ln \frac{T}{273} + AR \ln \frac{v}{v_n}.$$

Из уравнения Клапейрона

$$v = \frac{RT}{p} = \frac{29,27 \cdot 320}{2 \cdot 10^4} = 0,47 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$T = t + 273 = 47 + 273 = 320^\circ\text{K}.$$

По уравнению (1-20)

$$v_n = \frac{22,4}{\mu} = \frac{22,4}{29} = 0,772 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Подставляя в основную формулу, находим:

$$s = \frac{5}{29} \cdot 2,3 \lg \frac{320}{273} + \frac{29,27}{427} \cdot 2,3 \lg \frac{0,47}{0,772};$$

$$s = 0,027 - 0,034 = -0,007 \text{ ед. энтропии}.$$

Пример 5-4. 1 кг кислорода при $p_1 = 5 \text{ ама} = \text{const}$ и $t_1 = 127^\circ\text{C}$ расширяется до двойного объема, а затем сжимается изотермически до $p_2 = 40 \text{ ама}$. Определить изменение энтропии в процессе (фиг. 5-17). Теплоемкость считать постоянной.

По формуле (5-37) изменение энтропии в процессе 1-2

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$s_2 - s_1 = \frac{7}{32} \cdot 2,303 \lg 2 = 0,152 \text{ ед. энтропии}.$$

Изменение энтропии в процессе 2-3 по формуле (5-35)

$$s_2 - s_3 = AR \ln \frac{p_2}{p_3};$$

$$s_2 - s_3 = \frac{26,5}{427} \cdot 2,303 \lg \frac{1}{8} = -0,129 \text{ ед. энтропии}.$$

Изменение энтропии за процесс в целом

$$\Delta s = 0,152 - 0,129 = 0,023 \text{ ед. энтропии}.$$

Так как изменение энтропии не зависит от пути, по которому идет процесс, то можно определить по формуле (5-27)

$$s_3 - s_1 = c_v \ln \frac{T_3}{T_1} + AR \ln \frac{v_3}{v_1}.$$

Определяем параметры

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1} = 2;$$

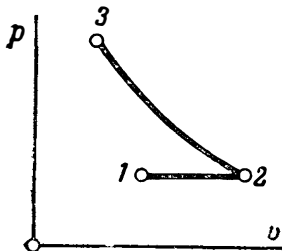
$$T_3 = T_2 = T_1 \cdot 2 = (127 + 273) \cdot 2 = 800^\circ\text{K};$$

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{p_2}{p_3} = \frac{p_1}{p_3};$$

$$v_3 = \frac{v_2 p_1}{p_3} = \frac{5 v_2}{40} = 0,125 v_2;$$

$$v_3 = 0,125 \cdot 2 v_1;$$

$$v_3 = 0,25 v_1.$$



Фиг. 5-17.

После подстановки получаем:

$$s_3 - s_1 = \frac{5}{32} \cdot 2,303 \lg \frac{800}{400} + \frac{26,5}{427} \cdot 2,303 \lg \frac{0,25 v_1}{v_1};$$

$$s_3 - s_1 = 0,109 - 0,086 = 0,023 \text{ ед. энтропии},$$

что согласуется с полученным ранее.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 5-5. Определить изменение энтропии 1 кг азота между состояниями: $p_1 = 5 \text{ ама}$; $T_1 = 400^\circ\text{K}$ и $p_2 = 1 \text{ ама}$, $T_2 = 300^\circ\text{K}$, принимая один раз $c = \text{const}$ в другой раз $c \neq \text{const}$.

Задача 5-6. Определить изменение энтропии 1 кг углекислого газа в процессе $p = \text{const}$ и в процессе $v = \text{const}$, если в том и другом случае $T_1 = 300^\circ\text{K}$, $T_2 = 600^\circ\text{K}$, принять $c = \text{const}$ и $c \neq \text{const}$.

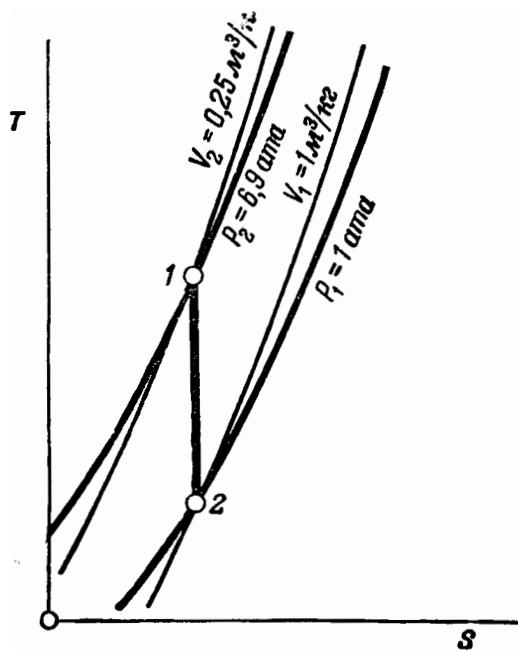
Задача 5-7. 1 кг воздуха совершает цикл, состоящий из двух изотерм и двух изохор. Параметры крайних точек $p_1 = 25 \text{ ама}$, $T_1 = 800^\circ\text{K}$ и $p_3 = 1 \text{ ама}$, $T_3 = 300^\circ\text{K}$. Рассчитать цикл. Определить η_c , считая для одного случая цикл обратимым, для другого изохору отнятия тепла необратимой (эта задача решается после § 5-10).

5-9. ГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТОВ С ИДЕАЛЬНЫМИ ГАЗАМИ

Из § 3-1 и других видно, что аналитическое решение задач, связанных с изменениями состояния идеальных газов, в особенности при переменных теплоемкостях, представляет значительные трудности счетного характера и требует большой затраты времени. Если не стремиться к очень большой точности, то значительное облегчение вносит пользование графическими методами. Среди них особое значение имеет пользование при решении $1/s$ -диаграммой.

Из предыдущего параграфа видно было, что в Ts -диаграмме изотермы и адиабаты представляют собой прямые, а изохоры и изобары—логарифмические (при $c = \text{const}$) кривые или близкие к логарифмическим. Последнее мы обнаруживаем при помощи формул (5-41) и (5-42), в которых коэффициент b очень мал и потому слабо изменяет логарифмический характер линии, определяемой первым членом.

Особый интерес представляют задачи, связанные с адиабатическим процессом изменения состояния, так как в тепловых двигателях расширение и сжатие рабочего тела при рассмотрении идеальных циклов считают адиабатическими, а вместе с тем аналитическое решение их представляет наибольшие трудности. В Ts -диаграмме адиабатический процесс представляет прямую, параллельную оси ординат (фиг. 5-18). Если на диаграмме обозначены значения изохор и изобар, проходящих через начало и конец адиабатического сжатия 1-2, то параметры v и p начального и конеч-



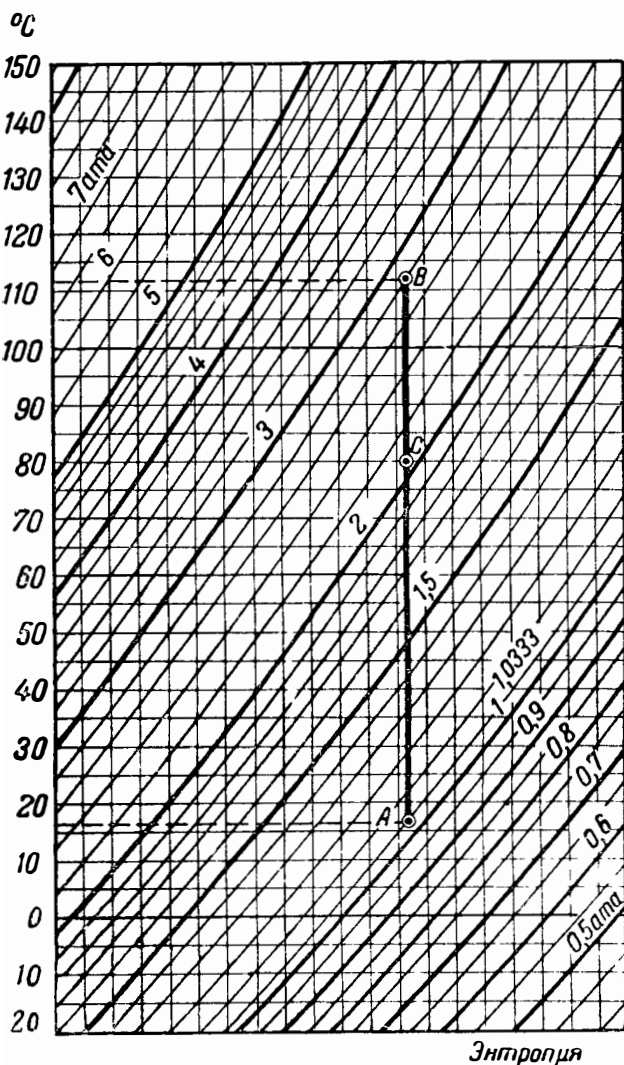
Фиг. 5-18.

ного состояния можно непосредственно прочесть по диаграмме (температуры легко найти, проектируя точки 1 и 2 на ось ординат). Таким образом, для решения задач необходимо иметь Ts -диаграмму с нанесенной на ней сеткой изобар и изохор с указанием их значений. Однако, нанесение на одну диаграмму тех и других затемняет чертеж вследствие получающейся густоты линий, и поэтому на диаграмму наносят только изобары. Так, например, поступают для решения задач на сжатие воздуха в компрессорах, где обычно задают начальное и конечное давления. На фиг. 5-19 представлена в небольшом диапазоне давлений Ts -диаграмма для воздуха, на которой дано решение примера 5-5 (см. далее).

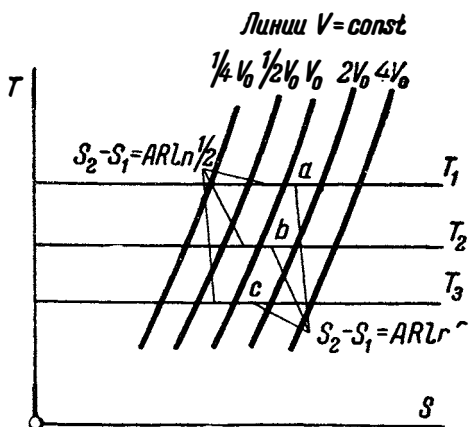
Однако, такая простая диаграмма не всегда достаточна при решении практических задач. В двигателях внутреннего сгорания рабочим телом является не однородный газ, а смесь газов; кроме того, для решения ставящихся там задач необходимо наличие как изохор, так и изобар. По этим причинам Ts -диаграмма принимает более сложный характер.

Ближайшее рассмотрение формул для подсчета энтропии показывает, что нет надобности: наносить целиком сетки изобар и изохор, достаточно нанести одну изобару и одну изо-

хору, а для нахождения положения других изобар и других изохор дать масштаб расстояний их от нанесенных. Действительно, пусть на фиг. (5-20) нанесена изохора для какого-либо объема v_0 . Как видно из формулы (5-41), форма кривой совершенно не зависит от того, к какому именно объему она относится, так как изменения энтропии в изохорическом процессе зависят не от значения объема, а от изменения температур в процессе. Пусть теперь требуется нанести изохору для какого-либо другого объема $2v_0$. Расстояния между этой изохорой $2v_0$ и изохорой v_0 в горизонтальном направлении (т. е. отрезки абсцисс между ними) определяются изменением энтропии в изотермическом про-



Фиг. 5-19.



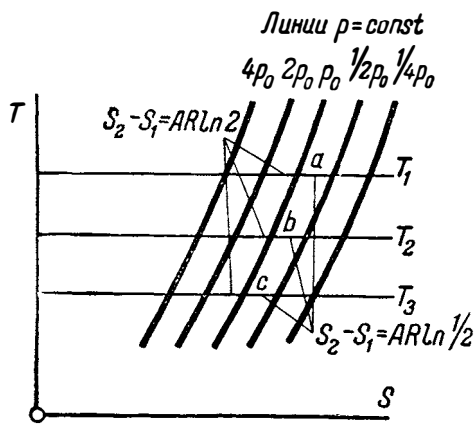
Фиг. 5-20.

цессе, так как по оси ординат отложены значения T . Из формулы (5-35) видно, что эти абсциссы не зависят от T , а только от отношения объемов, и для нашего случая находим:

$$(s_2 - s_1)_T = AR \ln \frac{2v_0}{v_0} = AR \ln 2 = \text{const.}$$

Таким образом, изохора $2v_0$ по всему своему протяжению отстоит от изохоры v_0 в горизонтальном направлении на одном и том же расстоянии $AR \ln 2$ (случаи a, b, c на фиг. 5-20 — соответственно для температур T_1, T_2, T_3). Аналогичным образом находим, что изохоры $3v_0, 4v_0$ и т. д. отстоят от изохоры v_0 соответственно на расстояниях (по горизонтали) $AR \ln 3, AR \ln 4$ и т. д. Соответственно изохоры $1/2v_0, 1/3v_0, 1/4v_0$ находятся на расстояниях — $AR \ln 2, -AR \ln 3, -AR \ln 4$, т. е. их следует откладывать влево от изохоры v_0 . Итак, в Ts -диаграмме все изохоры идеальных газов в горизонтальном направлении эквидистантны, и если имеется в наличии одна изохора и приведены в масштабе значения энтропий в изотермическом процессе для различных изменений объемов (абсциссы), то легко провести любую изохору, взяв циркулем соответствующее горизонтальное расстояние по масштабу.

Все то, что сказано об изохорах, относится и к изобарам (фиг. 5-21), а именно: изменение энтропии в изобарическом процессе не зависит от давления, и поэтому безразлично, для какого давления брать изобару p ; далее, в Ts -диаграмме идеальных газов все изобары эквидистантны в горизонтальном направлении, так как расстояния между ними (абсциссы) определяются так же, как и для изохор, изменением энтропии в изотермическом процессе (случаи a, b, c соответ-



Фиг. 5-21.

ственно для температур T_1, T_2, T_3 ; так как для изотермического процесса

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

то для отношений давлений и отношений объемов можно применять один и тот же масштаб энтропий; необходимо только иметь в виду, что при увеличении объемов энтропия увеличивается, и изохора $2v_0$ будет лежать справа от v_0 , а при увеличении давления энтропия уменьшается, и соответствующая изобара будет лежать слева от изобары p_0 (фиг. 5-21). Наоборот, уменьшающиеся изохоры располагаются слева от v_0 , а уменьшающиеся изобары — справа от p_0 .

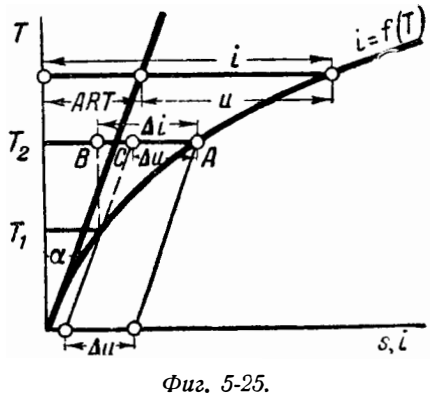
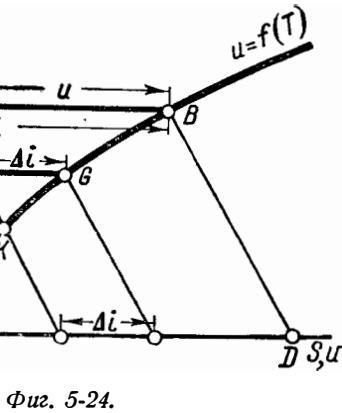
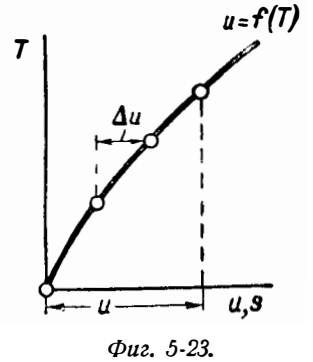
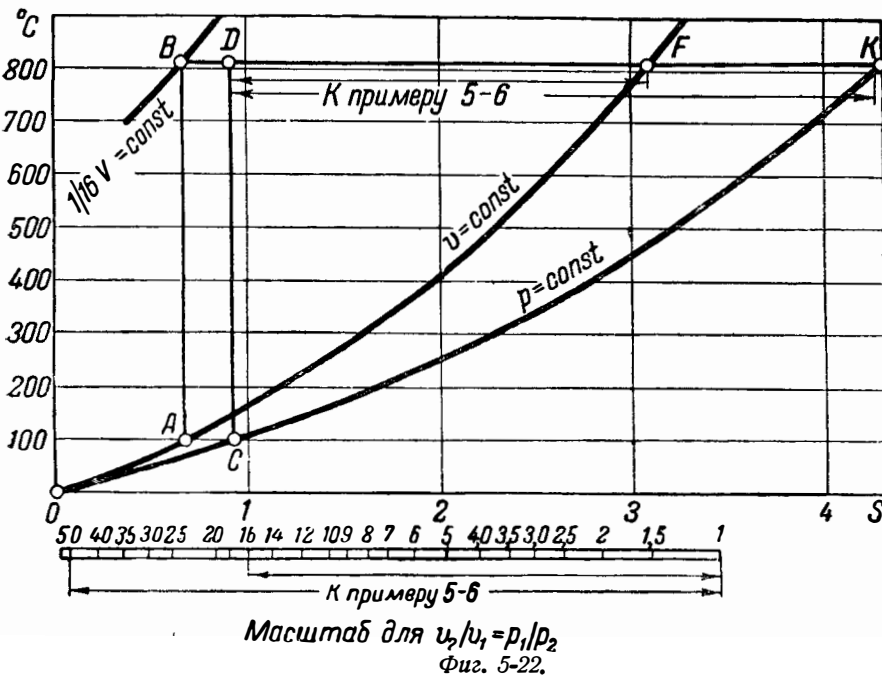
Таким образом, можно в Ts -диаграмме обойтись одной изобарой и одной изохорой. Обычно их проводят так, чтобы они обе выходили из $t = 0^\circ\text{C}$.

Так как значения энтропий зависят от теплоемкостей, то для каждого газа нужна отдельная Ts -диаграмма. Однако, из рассмотренного § 2-2 можно усмотреть, что молярные (и объемные) теплоемкости двухатомных газов приблизительно одинаковы, поэтому для всех двухатомных газов пользуются одной и той же диаграммой.

Такая диаграмма приведена на фиг. 5-22. На ней дана одна изохора и одна изобара; под диаграммой приведен масштаб для отыскания положения других изохор и изобар. На фиг. 5-22 приведено решение примера 5-6.

Для CO_2 и H_2O — газов, входящих в продукты сгорания, — надо строить отдельные кривые.

Для решения задач, относящихся к двигателям внутреннего сгорания, удобно по-



строить *Ts*-диаграммы для характерных газовых смесей.

Часто с диаграммой *Ts* совмещают диаграммы *Tu* и *Ti*. В этом случае поступают следующим образом. По формуле (3-18) при прямолинейной зависимости теплоемкости от температуры имеем:

$$u = a_p T + \frac{b}{2} T^2.$$

Как видно, $u = f(T)$ — кривая, которая для каждого газа легко может быть построена по точкам. В диаграмме *Ts* при совмещении с ней диаграммы *Tu* по оси абсцисс откладывают значения *u* (фиг. 5-23).

Диаграмму *Ti* можно получить следующим образом: из (3-38) находим:

$$i = (c_{vm} + ART) = c_{vm} T + ART = u + ART.$$

Таким образом, *i* можно получить, если к отрезку, измеряющему *u*, прибавить отрезок, соответствующий *ART*, взятый в том же масштабе. Добавочный член

u для получения теплосодержания одинаков для всех газов, если он относится к 1 молю или 1 м³. Для первого это будет:

$$A \mu RT = \frac{848}{427} T \text{ ккал/моль.}$$

Для второго:

$$\frac{A \mu RT}{22,4} = \frac{848}{427 \cdot 22,4} T \text{ ккал/м}^3.$$

Если в диаграмме *Tu* (фиг. 5-24) провести прямую через начало координат под таким углом α, чтобы (с учетом масштабов по осям)

$$\operatorname{tg} \alpha = AR,$$

то для любой точки *C* отрезок *AC* будет измерять *ART*, а отрезок *AB* — сумму $u + ART$, т. е. *i*. Значение *i* на оси абсцисс получится, если провести линию *BD* ∥ *AO*.

Для температур *T*₁ и *T*₂ отрезок *LG* измеряет Δ*i*, если *LK* ∥ *EF* (фиг. 5-24).

Можно поступить и иным образом. В диаграмме *Ti* (фиг. 5-25), где нанесенная кривая есть $i = f(T)$,

проводят прямую через начало координат под таким углом, чтобы

$$\operatorname{tg} \alpha = AR.$$

В такой диаграмме значения для u будут получаться как разность

$$i - ART.$$

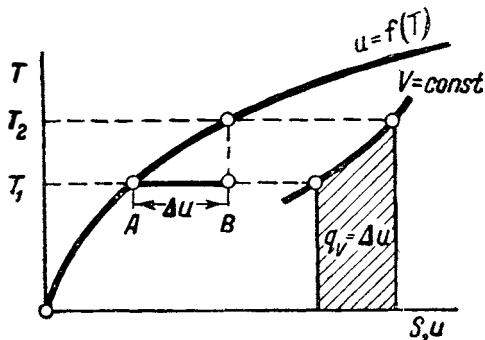
Для каких-либо двух температур T_1 и T_2 , очевидно,

$$AB = \Delta i, \quad (5-43)$$

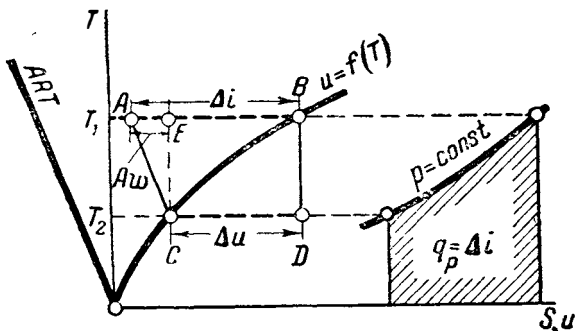
$$AC = \Delta u. \quad (5-43')$$

При помощи Ts -диаграммы с нанесенными на ней кривыми для u или i решают ряд задач как по определению параметров, так и по определению q , Δu , Δi , w в различных процессах изменения состояния газа. Так, для изохорического процесса (фиг. 5-26) площадь под кривой процесса измеряет q_v , но эту же величину определяет отрезок AB , так как в этом процессе

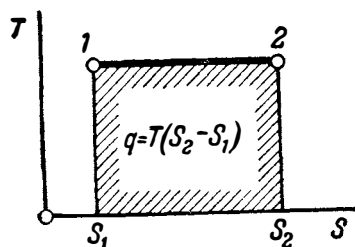
$$q_v = \Delta u.$$



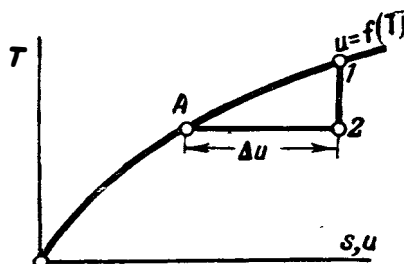
Фиг. 5-26.



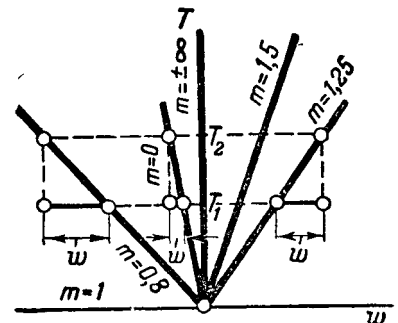
Фиг. 5-27.



Фиг. 5-28.



Фиг. 5-29.



Фиг. 5-30.

Для изобарического процесса площадь под кривой $p = \text{const}$ (фиг. 5-27) определяет q_p и, кроме того, ту же величину определяет отрезок AB , так как

$$q_p = \Delta i.$$

Отрезок CD в этой диаграмме измеряет Δu . Очевидно, что разность этих отрезков измеряет работу, т. е.

$$Aw = \text{отр. } AE.$$

Для изотермического процесса, как уже было указано, площадь прямоугольника под линией процесса измеряет как количество тепла, так и работу (фиг. 5-28) (для идеального газа).

Для адиабатического процесса 1-2 (фиг. 5-29) изменение внутренней энергии измеряется отрезком $A-2$; этот же отрезок в данном случае измеряет и работу (берется с обратным знаком), так как здесь

$$w = -\Delta u.$$

Для решения задач, связанных с политропическим процессом, в Ts -диаграмме проводят часто лучок прямых, служащих для определения работы газа при разных показателях политропы m (фиг. 5-30). Имеем для политропического процесса из формулы (§ 3-80)

$$w = \frac{R}{m-1} (T_1 - T_2). \quad (5-44)$$

Если принять $T_1 = 0$ и $T_2 = T$, то

$$w = \frac{R}{1-m} T. \quad (5-45)$$

Это есть уравнение прямой, проходящей через начало координат. Имея такую диаграмму и кривую внутренней энергии, для какой-либо разности температур по кривой $u = f(T)$ определяют Δu , по линии $w = f(T)$ для данного m — работу и как алгебраическую сумму — количество тепла в процессе.

Пример 5-5. В компрессоре сжимают воздух, поступающий в него при нормальном атмосферном давлении и $t_1 = 17^\circ\text{C}$. Сжатие происходит по адиабате до $p_2 = 2,8 \text{ ата}$. Определить конечную температуру. До какого давления нужно сжать тот же воздух, чтобы температура его стала равной $t_3 = 80^\circ\text{C}$.

Находим на Ts -диаграмме для воздуха (фиг. 5-19) точку A в пересечении $p_1 = 1,033 \text{ ата}$ и $t_1 = 17^\circ\text{C}$ и из нее проводим адиабату AB до пересечения с изобарой $p_2 = 2,8 \text{ ата}$. Проектируя точку B на ось ординат, находим искомую температуру $t_2 = 112^\circ\text{C}$.

В пересечении нашей адиабаты AB с изотермой $t_3 = 80^\circ\text{C}$ находим точку C , по положению которой заключаем, что воздух должен быть сжат до $p_3 = 2,08 \text{ ата}$, чтобы его температура стала $t_3 = 80^\circ\text{C}$.

Пример 5-6. Объем воздуха, взятый при $p_1 = 0,9 \text{ ата}$ и $t_1 = 100^\circ\text{C}$ уменьшен адиабатически в 16 раз. Определить конечное давление и конечную температуру, пользуясь Ts -диаграммой (фиг. 5-22).

Начальное состояние на диаграмме Ts изобразится пересечением изотермы 100°C и изохоры $v = \text{const}$ (точка A). Адиабатическое сжатие изобразится прямой, параллельной оси ординат, направленной в сторону увеличивающихся температур. Конечное состояние определится пересечением этой адиабаты с изохорой $\frac{1}{16}v$. Искомая изохора проходит эквидистантно изохоре v , причем расстояние по горизонтали между ними определяется по масштабу для $\frac{v_2}{v_1}$. Оно соответствует расстоянию между 1 и 16. Измерив последнее

циркулем, строим изохору $\frac{1}{16}v$ и в пересечении ее с адиабатой находим точку B , характеризующую конечное состояние воздуха (достаточно построить одну точку этой изохоры, найдя по горизонтали расстояние 1-16 между адиабатой и изохорой v). Точка пересечения B лежит на изотерме 810°C — это и будет конечная температура воздуха.

Определяем далее p_2 в процессе. Проводим изотерму 100°C до пересечения с p в точке C . Из C проводим адиабату до пересечения с конечной изотермой 810°C в точке D . Определяем, какой изобаре принадлежит точка D . Циркулем измеряем расстояние DK до изобары p и по масштабу $\frac{p_1}{p_2}$ находим, что

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{1}{50}.$$

Отсюда, так как $p_1 = 0,9 \text{ ата}$,
 $p_2 = 0,9 \cdot 50 = 45,0 \text{ ата}$.

Приняв теплоемкость постоянной, мы для данного случая получили бы следующие результаты.

По формуле (3-49)

$$T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1},$$

откуда

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

$$T_2 = 373 \cdot 16^{0,4} = 1130^\circ\text{K};$$

$$t_2 = 1130 - 273 = 857^\circ\text{C}.$$

Как видно, если исходить из $c = \text{const}$, а это принято при пользовании уравнением (3-49), получается значительное расхождение с решением при $c \neq \text{const}$, что принято в Ts -диаграмме.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 5-8. Воздух при $p = 4 \text{ ата}$ и $t = 350^\circ\text{C}$ расширяется таким образом, что объем его увеличивается в 8 раз. Вычислить конечное давление и температуру, пользуясь диаграммой, изображенной на фиг. (5-22), произвести аналитический расчет и сравнить с данными графического расчета.

Задача 5-9. Воздух при давлении $p_1 = 4 \text{ ата}$ и $t_1 = 140^\circ\text{C}$ расширяется адиабатически до $t_2 = 70^\circ\text{C}$. Какое давление воздуха p_2 будет при этом? До какой

температуры нужно охладить, чтобы давление стало $p_2 = 1 \text{ ата}$. Решить по фигуре (5-19).

Задача 5-10. Пользуясь Ts -диаграммой для воздуха (фиг. 5-19), определить конечное давление воздуха p_2 , если от начальных параметров $p_1 = 2 \text{ ата}$ и $t_1 = 10^\circ\text{C}$ его сначала изотермически расширяют до $p_2 = 1 \text{ ата}$, а затем адиабатически сжимают до $t_3 = 120^\circ\text{C}$.

Задача 5-11. Объем воздуха, взятый при $t_1 = 600^\circ\text{C}$, увеличен адиабатически в 10 раз. Начальное давление 60 ата ; найти конечную температуру и давление, пользуясь Ts -диаграммой (фиг. 5-22).

5-10. ОБОБЩЕННЫЙ ЦИКЛ КАРНО

Изобразим цикл Карно в Ts -диаграмме. Пусть начальное состояние газа в цилиндре характеризуется точкой A ; начинающееся отсюда изотермическое расширение газа можно представить линией AB (фиг. 5-31), по которой газ получает тепло из верхнего источника; при этом количество подведенного тепла может быть подсчитано по формуле (5-34):

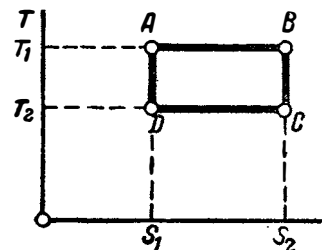
$$q_1 = T_1 (s_2 - s_1).$$

Здесь q_1 соответствует площади прямоугольника ABs_2s_1A . Следующий далее процесс адиабатического расширения изобразится линией BC . Из точки C начинается изотермическое сжатие, которое сопровождается уменьшением энтропии и может быть представлено линией CD ; в этом процессе газ отдает низшему источнику теплоты q_2 единиц тепла, которое можно подсчитать по формуле

$$q_2 = T_2 (s_2 - s_1).$$

Это количество тепла соответствует площади прямоугольника DCs_2s_1D . Точка D последнего процесса должна быть так выбрана, чтобы происходящее после изотермического сжатия адиабатическое сжатие по DA закончилось в точке D , т. е. чтобы весь процесс оказался замкнутым.

Разность площадей ABs_2s_1A и DCs_2s_1D , т. е. площадь $ABCD$, измеряет количество тепла, превращенное в работу. Термический к. п. д. цикла равен отношению площадей $ABCD$ и ABs_2s_1A . Так как эти прямоуголь-



Фиг. 5-31.

ники имеют равные основания, то площади их относятся, как их высоты, т. е.

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Мы здесь пришли к тому же результату, что в § 5-3.

Наряду с циклом Карно есть целый ряд других обратимых циклов, которые протекают при двух источниках тепла, т. е. при одном нагревателе и одном охладителе. Подвод и отвод тепла у них также происходит по изотермам; что касается двух других процессов этих циклов, то они, как это будет видно из дальнейшего, изображаются в Ts -диаграмме двумя какими-либо эквидистантными линиями.

Пользуясь Ts -диаграммой, можно доказать, что все обратимые циклы с одинаковыми двумя источниками тепла имеют и одинаковые между собой η_t , равные таковому же для цикла Карно с теми же источниками тепла, т. е. для всякого обратимого цикла с двумя источниками тепла, имеющими температуру T_1 и T_2 ,

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Пусть $ABCD$ (фиг. 5-32) представляет такой цикл в Ts -диаграмме и в нем BC и AD — две изотермы, а AB и CD — две эквидистантные в горизонтальном направлении линии.

Осуществление такого цикла можно представить себе следующим образом. Пусть рабочее тело, начиная цикл из точки B , расширяется сначала изотермически по линии BC , получая из верхнего источника T_1 некоторое количество тепла q_1 ; затем происходит изменение состояния по CD . Так как здесь согласно фиг. 5-32 энтропия уменьшается, то рабочее тело должно отдавать тепло; количество отданного тепла можно измерить, пользуясь свойством Ts -диаграммы, площадью $CDEF$. Для того, чтобы цикл был обратимым,

как было показано в § 3-2, тепло здесь должно отдаваться при температурах, равных температуре рабочего тела. Так как последняя все время изменяется, то между C и D рабочее тело нужно последовательно приводить в соприкосновение с бесконечным рядом источников тепла, которые будут воспринимать тепло при температурах рабочего тела.

После прохождения мимо этого ряда источников, которым, как было сказано, рабочее тело отдает количество тепла, измеряемое площадью $CDEF$, происходит отдача тепла низшему источнику по изотерме AD . Из точки A рабочее тело должно пройти по кривой AB и получить тепло, измеряемое площадью $ABLKA$; это тепло может быть воспринято от того же ряда источников тепла, который был установлен по линии CD . Вследствие эквидистантности кривых AB и CD каждый из этих источников тепла отдаст теперь рабочему телу столько же тепла, сколько получил ранее при изменении состояния рабочего тела по CD . Таким образом, за весь цикл баланс каждого источника тепла, установленного между C и D , будет равен нулю. Следовательно, эти промежуточные источники тепла не обладают свойствами источников в обычном смысле, из которых рабочее тело все время черпает или которым оно все время отдает тепло. Достаточно предположить, что они обладают способностью сохранять тепло в течение цикла при постоянной температуре. Их можно назвать *аккумуляторами тепла*.

Итак, в описанном обратимом цикле всего два источника теплоты: T_1 и T_2 . От верхнего источника подводится к рабочему телу количество q_1 тепла, измеряемое площадью $BCFLB$. К нижнему источнику отводится количество тепла q_2 , измеряемое площадью $ADEKA$, которая равна площади $LNMF$, так как $AN = DM$. Таким образом, термический к. п. д. описанного цикла составит:

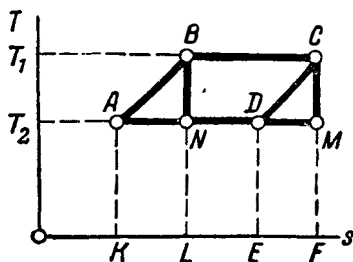
$$\eta_t = \frac{\text{пл. } BCFLB - \text{пл. } LNMF}{\text{пл. } ECFLB},$$

что дает:

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } BCMNB}{\text{пл. } BCFLB}$$

или, по свойству прямоугольников с равными основаниями,

$$\eta_t = \frac{BN}{BL} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (5-46)$$



Фиг. 5-32.

Этим можно считать доказанным, что

всякий обратимый цикл, осуществленный между двумя источниками тепла, имеет тот же термический к. п. д., что и цикл Карно, осуществленный между теми же источниками.

Все эти циклы можно объединить под названием *обобщенного цикла Карно*. Описанный в § 5-3 цикл Карно среди всех других циклов с двумя источниками тепла — простейший, так как его две эквидистантные линии (расширения и сжатия) суть адиабаты и как таковые осуществляются обратимым способом без каких-либо аккумуляторов.

Если рассмотренный здесь цикл (фиг. 5-32) провести без аккумуляторов, т. е. без сохранения тепла по одной из эквидистантных кривых и использования по другой, то он будет *необратимым*. Действительно, в этом случае тепло на участке CD будет отдано источнику T_2 и в каждый отдельный момент переход тепла от рабочего тела к источнику тепла будет происходить при конечной разности температур, что и будет причиной необратимости.

Такой необратимый цикл, как было указано § 3-2, строго говоря, не может быть изображен ни в какой диаграмме и, в частности, в Ts -диаграмме, так как при наличии конечной разности температур по всей массе газа не будет равновесного состояния.

Для того, однако, чтобы сравнить его с описанным уже обратимым циклом, заменим условно этот необратимый цикл таким, в котором рабочее тело проходит через все состояния цикла $ABCD$, но в котором после прохождения рабочего тела по линии DC и отдачи тепла соответствующим источникам это тепло через какие-либо термические сопротивления необратимым образом передается источнику T_2 .

Таким образом мы получим возможность изобразить на диаграмме такой цикл, который близок к исследуемому необратимому и дает тот же конечный результат.

Термический к. п. д. необратимого цикла будет в этом случае меньше, чем у рассмотренного ранее обратимого цикла. Действительно, количество тепла, отданное по линии CD , уже не может быть использовано в процессе AB и должно быть подведено от других источников тепла. Таким образом, количество подведенного тепла будет измеряться площадью $KABCFK$, работа же за цикл будет

прежняя. Отсюда для условно введенного цикла

$$\eta'_t = \frac{\text{пл. } BCMBN}{\text{пл. } KABCFK},$$

а так как пл. $KABCFK > BCFLB$, то

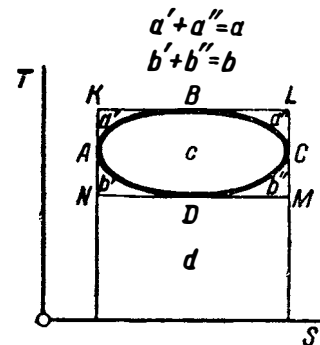
$$\eta'_t < \eta_t.$$

Однако, к. п. д. действительного необратимого цикла будет еще меньше, чем η'_t , так как в нем должны быть учтены дополнительные потери, возникающие вследствие неравновесности процесса CD . Эти потери учитываются эмпирическими коэффициентами (см. § 11-5).

Итак, необратимый цикл, протекающий в условиях, аналогичных обратимому циклу $ABCD$, имеет к. п. д. меньший, чем у этого последнего.

Покажем при помощи той же Ts -диаграммы, что обобщенный цикл Карно имеет наибольший термический к. п. д. среди всех других обратимых циклов, осуществленных в пределах температур обобщенного цикла Карно.

Пусть (фиг. 5-33) $ABCD$ — любой обратимый цикл, для которого температуры T_1 и T_2 являются предельными. Для осуществления его как обратимого следует представить себе бесконечный ряд источников тепла, от которых рабочее тело получает тепло, и бесконечный ряд источников тепла, которым рабочее тело отдает тепло. Построим цикл Карно в его простейшем виде, для которого верхним источником тепла будет крайний верхний источник цикла $ABCD$, а нижним — крайний нижний источник того же цикла. Получим цикл $KLMNK$. Пусть буквы a' , a'' , b' , b'' , c и d измеряют площади, в которых они стоят, причем $a = a' + a''$, $b = b' + b''$. Тогда



Фиг. 5-33.

для цикла Карно термический к. п. д. составит:

$$\eta_t = 1 - \frac{d}{a+b+c+d}.$$

Для цикла же ABCDA с бесконечным рядом источников тепла

$$\eta'_t = 1 - \frac{d+b}{d+b+c}.$$

Так как

$$\frac{d+b}{d+b+c} > \frac{d}{a+b+c+d}$$

(числитель первой дроби больше, а знаменатель меньше, чем второй), то

$$\eta_t > \eta'_t.$$

В результате рассмотрения свойств циклов можно сделать следующие выводы:

1. Термический к. п. д. обратимого обобщенного цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела.

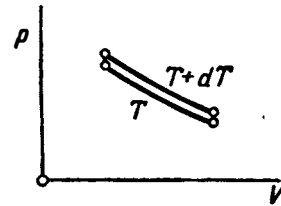
2. Термические к. п. д. всех обратимых обобщенных циклов Карно, осуществляемых между пределами температур T_1 и T_2 , одинаковы и равны (5-46)

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

3. Термический к. п. д. произвольного обратимого цикла, имеющего больше двух источников теплоты, меньше, чем к. п. д. обратимого обобщенного цикла Карно, работающего между крайними температурами произвольного цикла.

Для вывода математического выражения второго закона термодинамики рассмотрим явление переноса тепла от одного тела к другому.

Предположим, что необходимо произвести перенос количества тепла Q от верхнего источника с температурой $T+dT$ к нижшему с температурой T . Его можно осуществить двояко: необратимым путем — с помощью теплопроводности или обратимым, создав обобщенный цикл Карно из двух бесконечно близких изотерм: одной — с температурой $T+dT$ и другой — с температурой T ; два остальных процесса пусть осуществляются по каким-либо (фиг. 5-34) эквидистантным в Ts -диаграмме кривым. В этом цикле в изотермическом процессе при температуре $T+dT$ количество тепла $Q_1=Q+dQ$ от верхнего источника сообщается рабочему телу;



Фиг. 5-34.

в другом изотермическом процессе при температуре T количество тепла $Q_2=Q$ передается рабочим телом холодному источнику. Таким образом, при обратимом переносе тепла из верхнего источника взято $Q_1 > Q_2$, и разность этих количеств тепла

$$Q_1 - Q_2 = AW_0 \quad (a)$$

есть полезная работа цикла. Получение этой работы делает весь перенос тепла обратимым, так как, проведя процесс в обратном направлении и затратив работу W_0 , можно количество тепла Q_2 обратно перенести из нижнего источника в верхний.

Термический к. п. д. этого цикла найдем из (5-46). Очевидно,

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Здесь

$$Q_1 = Q + dQ, \quad Q_2 = Q;$$

$$T_1 = T + dT, \quad T_2 = T;$$

$$\eta_t = \frac{dQ}{Q+dQ} = \frac{dT}{T}.$$

Пренебрегая в знаменателе бесконечно малым dQ в сравнении с Q и заменив на основании (a)

$$dQ = dQ_0 = AdW_0,$$

получаем:

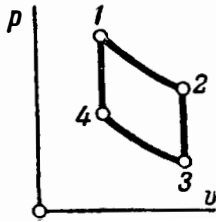
$$\frac{AdW_0}{Q} = \frac{dT}{T},$$

откуда

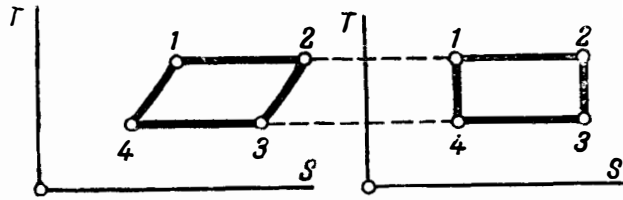
$$Q = AT \frac{dW_0}{dT}, \quad (5-47)$$

где Q — количество тепла, переданное от горячего источника к холодному в обратимом процессе.

Уравнение (5-47) некоторые авторы называют математическим выражением второго закона термодинамики. Им широко пользуются для исследования физических и химических явлений.



Фиг. 5-35.



Фиг. 5-36.

Фиг. 5-37.

Пример 5-7. Сравнить по термическому к. п. д. цикл Карно с циклом, состоящим из двух изотерм и двух изохор.

Второй из сравниваемых циклов изображен в диаграммах $p-v$ и $T-s$ на фиг. 5-35 и 5-36, цикл Карно — на фиг. 5-37.

В цикле из двух изотерм и двух изохор тепло подводится в процессах 4-1 и 1-2, отводится в процессах 2-3 и 3-4. Если цикл проводится обратным путем, то тепло, отведенное в процессе 2-3, используется в процессе 4-1. Термический к. п. д. цикла в этом случае на основании сказанного в § 5-3 составит:

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_3}{T_1}. \quad (a)$$

Если цикл, состоящий из двух изотерм и двух изохор, проходит необратимо, например, вследствие того, что тепло в процессе 2-3 отводится в источник с температурой $T_3 = T_4$, т. е. при конечной разности температур, то термический к. п. д. примет иное значение; в этом случае тепло, отданное в процессе 2-3, не может быть использовано в процессе 4-1 и должно быть получено из верхнего источника тепла.

Для изображения такого цикла в Ts -диаграмме мы можем условно заменить его другим циклом, в котором тепло от рабочего тела в процессе 2-3 отнимается без конечных разностей температур и затем через какое-либо тепловое сопротивление передается источнику тепла с температурой T_3 . Таким образом, в этом процессе, так же как и в необратимом, тепло процесса 2-3 не может быть использовано, а для процесса 1-4 оно подводится из верхнего источника тепла. Такое условие позволяет нам наш необратимый цикл условно представить в Ts - и $p-v$ -диаграммах теми же фиг. 5-35 и 5-36.

В этом случае

$$\eta'_{it} = \frac{(q_1 + q'_1) - (q_2 + q'_2)}{q_1 + q'_1}.$$

Здесь q_1 — тепло, подведенное в процессе 1-2;

q_2 — тепло, отведенное в процессе 3-4;

q'_1 — тепло, подведенное в процессе 4-1,

q'_2 — тепло, отведенное в процессе 2-3.

Так как $q'_1 = q'_2$, то

$$\eta'_{it} = \frac{q_1 - q_2}{q_1 + q'_1}. \quad (b)$$

Далее определяем

$$q_1 = ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$q_2 = -ART_3 \ln \frac{v_4}{v_3} = ART_3 \ln \frac{v_3}{v_4}$$

[знак (—) поставлен, чтобы получить абсолютное значение количества тепла],

$$q'_1 = c_v(T_1 - T_4).$$

По смыслу процесса имеем:

$$v_1 = v_4 \text{ и } v_2 = v_3.$$

Подставляя формулу (b), получаем:

$$\begin{aligned} \eta'_{it} &= \frac{ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - ART_3 \ln \frac{v_3}{v_4}}{ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v(T_1 - T_4)} = \\ &= \frac{AR(T_1 - T_3) \ln \frac{v_2}{v_1}}{ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v(T_1 - T_4)}. \end{aligned}$$

Разделив числитель и знаменатель на $AR \ln \frac{v_2}{v_1}$, получаем:

$$\eta'_{it} = \frac{T_1 - T_3}{T_1 + \frac{c_v(T_1 - T_3)}{AR \ln \frac{v_2}{v_1}}}.$$

Сравнивая с формулой (a) и замечая, что

$$\frac{c_v(T_1 - T_3)}{AR \ln \frac{v_2}{v_1}} > 0,$$

получаем, что $\eta_t > \eta'_{it}$.

5-11. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ШКАЛА ТЕМПЕРАТУР

В § 1-3 было установлено, что одному и тому же тепловому состоянию тела соответствуют различные значения температуры, если термометрические шкалы, по которым градуированы термометры, построены по каким-либо свойствам различных реальных тел (ртуть, водород). Там же было показано, что шкала идеального газа дает показание температуры как величины, пропорциональной ки-

нетической энергии поступательного движения молекул. Об этой шкале можно сказать, что она будет одной и той же вне зависимости от того, какой именно идеальный газ взят как термометрическое вещество.

Для установления (но не построения) шкалы, также не зависящей от каких-либо свойств вещества, можно помимо идеального газа исходить и из второго закона термодинамики, для чего следует воспользоваться соотношением, получающимся из цикла Карно, в котором, как мы видели, отношения количеств тепла, которыми тело обменивается с верхним и нижним источниками, будут одни и те же вне зависимости от свойств вещества.

Пусть имеем два источника тепла, температуры которых нам пока неизвестны, так как нет еще шкалы температур, но известно, что они все время постоянны. Заставим рабочее тело проделать при этих источниках тепла цикл Карно. Обозначим температуру высшего источника T_1 , а низшего T_2 . Тогда количества тепла, которыми обменяется с ними рабочее тело, будут относиться между собой так:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Придав температуре T_1 какое-либо произвольное численное значение, мы однозначно определим T_2 , а именно:

$$T_2 = T_1 \frac{q_2}{q_1}, \quad (a)$$

где $\frac{q_2}{q_1}$ — отвлеченное число, которое можно было бы найти из опыта, проведя соответствующие измерения.

Таким образом тепловому состоянию второго источника будет придано вполне определенное значение температуры, не зависящее от физических свойств какого-либо тела. Поступая аналогичным образом, можно и любому третьему тепловому состоянию придать соответствующее значение температуры, которое будет определяться выбором значения T_1 .

Для установления температурной шкалы можно также задаться не значением температуры T_1 , а вместо этого положить в основу определенное число градусов (например, N) для разности температур между двумя какими-либо определенными тепловыми состояниями (например, таяние льда и кипение воды). Пусть одному из них соответствует неизвестная температура T , а другому $T+N$; тогда, если q_0 — количество отведенного тепла

в цикле Карно при T , а q_n — подведенное при температуре $T+N$, получим:

$$\frac{q_0}{q_n} = \frac{T_0}{T+N}$$

откуда определяется значение

$$T = \frac{q_0}{q_n - q_0} N \quad (b)$$

для одного из тех состояний, между которыми установлена разность N .

Выведенные соотношения показывают, что, давая, например, разности температур между точкой плавления льда и кипения воды определенное значение, можно получить вполне определенные значения для температур этих состояний в абсолютной шкале.

Установленная описанным способом шкала температур называется *термодинамической шкалой*, а температура, измеренная по ней, — *термодинамической температурой*.

В отличие от нее шкалу, построенную по реальному газу, можно назвать *эмпирической шкалой*, а температуру, измеренную по ней, — *эмпирической температурой*. При отсчете в обоих случаях температур от абсолютного нуля получим абсолютные температуры — *термодинамическую и эмпирическую*.

Выражение для термического к. п. д. цикла Карно было ранее выведено, исходя из температуры, определенной по шкале идеального газа, не зависящей от свойств какого-либо вещества; следовательно, термодинамическая шкала температур, здесь установленная, соответствует шкале идеального газа.

Все сказанное относится к определению понятий температуры и термодинамической шкалы. Практически же термодинамическую шкалу осуществляют, как было указано в § 1-3, путем внесения поправок в эмпирическую шкалу, т. е. построенную по реальному газу, например, по водороду. Один из способов осуществления термодинамической шкалы приведен в § 7-6.

5-12. ИЗМЕНЕНИЕ ЭНТРОПИИ В НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССАХ. ЭНТРОПИЯ ИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ

Мы рассмотрели обратимый цикл и получили для него выражение термического к. п. д.; пользуясь последним, было введено понятие энтропии. Как видно из формулы (5-14), для обратимого цикла

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

Для необратимого цикла с двумя источниками T_1 и T_2 , отклоняющегося от цикла Карно, как это было показано в § 5-3, по формуле (5-8)

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (a)$$

При этом необходимо иметь в виду, что в необратимом цикле, в котором сообщение и отнятие тепла происходят при конечной разности температур, T_1 и T_2 относятся к источникам тепла, а не к рабочему телу.

Из формулы (5-8) получаем:

$$\frac{q_1}{T_1} < \frac{q_2}{T_2}.$$

Взяв любой замкнутый необратимый цикл и разбив его на бесконечно малые циклы, как это было сделано в случае обратимого в § 5-6, мы получим для каждого элементарного цикла:

$$\eta_t = \frac{dq_1 - dq_2}{dq_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

или

$$\frac{dq_1}{T_1} \leq \frac{dq_2}{T_2}.$$

Здесь dq_1 и dq_2 — абсолютные значения количеств тепла.

Так как рассматриваемый произвольный необратимый цикл может состоять в некоторых своих частях и из обратимых процессов, то некоторые элементарные циклы могут оказаться обратимыми. К ним относится знак равенства. Знак неравенства относится к получившимся при разбивке необратимым циклам.

Просуммировав для всех элементарных циклов, получим:

$$\int_{\text{подвед}} \frac{dq_1}{T_1} < \int_{\text{отвед}} \frac{dq_2}{T_2}. \quad (b)$$

Здесь левый интеграл — для подводимых количеств тепла, правый — для отводимых. При суммировании знак равенства отпадает, так как хотя бы часть складываемых выражений является неравенствами.

Взяв алгебраические количества (для чего у правого интеграла меняем знак на обратный), получим:

$$\int_{\text{подвед}} \frac{dq_1}{T_1} + \int_{\text{отвед}} \frac{dq_2}{T_2} = \oint \frac{dq}{T} < 0. \quad (c)$$

Объединяя полученный результат для обратимых циклов по формуле (5-14) с полученным здесь для необратимых по формуле (c), можно записать для любого цикла:

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0. \quad (5-48)$$

Здесь T — температура источника тепла.

Рассмотрим теперь, каково будет изменение энтропии в необратимом процессе.

Пусть газ переходит из состояния 1, энтропия которого s_1 , в состояние 2, энтропия которого s_2 , необратимым путем, а из 2 в 1 — обратимым. В общем мы получим необратимый цикл, для которого можем на основании формулы (5-48) написать:

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

Разбив цикл на обратимую и необратимую часть, можно это равенство записать так:

$$\int_{\text{необр}}^2 \frac{dq}{T} + \int_{\text{обрат}}^1 \frac{dq}{T} < 0. \quad (d)$$

Как мы видели, для обратимого процесса по формуле (5-15)

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

Подставляя в формулу (c), получим:

$$\int_{\text{необр}}^2 \frac{dq}{T} + (s_1 - s_2) < 0$$

или

$$s_2 - s_1 > \int_{\text{необр}}^2 \frac{dq}{T}. \quad (e)$$

Объединяя формулы (e) и (5-17') в одну формулу, получаем:

$$s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \frac{dq}{T}. \quad (5-49)$$

Здесь нижний знак (равенство) относится к обратимому процессу, а верхний (неравенство) — к необратимому.

Неправильно было бы понимать эту формулу таким образом, что энтропия рабочего тела в необратимом процессе 1-2 изменяется

больше, чем в обратимом. Так как энтропия есть функция состояния, то для любого процесса между состояниями 1 и 2 изменение энтропии будет одинаково. Формула (5-49) только показывает, что для обратимого процесса интеграл $\int_1^2 \frac{dq}{T}$ равен изменению энтропии $s_2 - s_1$, для необратимого же он меньше, чем $s_2 - s_1$.

Применим эту формулу к такому изменению состояния рабочего тела, когда отсутствует теплообмен между ним и внешней средой, а самый процесс протекает необратимо. Такой процесс можно было бы назвать *необратимым адиабатическим* процессом. Для него $dq = 0$ и, следовательно,

$$s_2 - s_1 > 0, \quad (5-50)$$

откуда

$$s_2 > s_1,$$

т. е.

необратимый адиабатический процесс идет всегда с возрастанием энтропии.

Перейдем теперь к рассмотрению изменения энтропии в термически изолированной системе, под которой будем понимать такую совокупность рабочих тел и источников тепла, которая не может обмениваться теплом с окружающей ее средой. Для этого рассмотрим два примера: один, в котором происходит процесс преобразования тепловой энергии в механическую, другой, когда тепло переходит от одного тела к другому при конечной разности температур без совершения работы. К изложенным двум процессам могут быть сведены все случаи использования тепловой энергии.

Пусть рабочее тело совершает какой-либо замкнутый процесс между рядом верхних и нижних источников тепла.

Определим изменение энтропии системы. Обозначим энтропию системы вначале s_1 , энтропию системы в конце s_2 .

Подсчитаем изменение энтропии каждой из отдельных частей системы. Для верхних источников, отдающих тепло dq_1 при температуре T_1 , изменение энтропии составит:

$$\Delta s_n = - \int \frac{dq_1}{T_1};$$

для нижних, получающих тепло dq_2 при температуре T_2 ,

$$\Delta s_m = \int \frac{dq_2}{T_2};$$

для рабочего тела, как совершающего круговой процесс,

$$\Delta s_{p.m} = 0.$$

Отсюда изменение энтропии всей системы будет:

$$\Delta s = \Delta s_n + \Delta s_m + \Delta s_{p.m} = - \int \frac{dq_1}{T_1} + \int \frac{dq_2}{T_2}.$$

В § 5-6 было показано, что в обратимом круговом процессе

$$\int \frac{dq_1}{T_1} = \int \frac{dq_2}{T_2}$$

(если для dq_1 и dq_2 брать абсолютные значения).

Отсюда для рассматриваемого случая обратимого процесса

$$\Delta s = 0,$$

т. е.

$$s_1 = s_2. \quad (5-51)$$

Таким образом,

энтропия системы, в которой происходит обратимый процесс преобразования тепловой энергии в механическую, остается без изменения.

Для необратимого цикла из формулы (b)

$$\int \frac{dq_2}{T_2} > \int \frac{dq_1}{T_1},$$

откуда

$$\Delta s > 0,$$

т. е.

$$s_2 - s_1 > 0,$$

что дает для всей системы

$$s_2 > s_1. \quad (5-52)$$

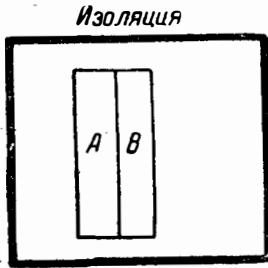
Таким образом,

если в какой-либо системе происходит процесс преобразования тепловой энергии в механическую, сопровождающийся необратимыми явлениями, то энтропия системы в конце процесса всегда больше энтропии системы в начале,

т. е. энтропия такой системы всегда увеличивается.

Теперь рассмотрим изменение энтропии в изолированной системе, где также происходит переход тепла при конечной разности температур, но без процесса преобразования тепловой энергии в механическую.

Пусть тела A и B (фиг. 5-38) представляют собой такую изолированную систему. Температура тела A больше температуры тела B .



Фиг. 5-38.

Если тело A привести в соприкосновение с телом B , то от первого будет переходить теплота ко второму и через некоторый промежуток времени их температуры сравняются. Рассмотрим, как изменится энтропия данной системы. При переходе тепла от тела A к телу B температура этих тел непрерывно меняется, но, разбив весь процесс на элементарные процессы, можно считать, что в каждом из них температура остается постоянной.

Тогда изменение энтропии для каждой части системы в элементарном процессе может быть определено по формуле (5-17). Пусть от тела A переходит к B dq единиц тепла. Тогда для такого элементарного процесса изменение энтропии тела A составит:

$$ds_A = -\frac{dq}{T_1}.$$

Изменение энтропии тела B

$$ds_B = \frac{dq}{T_2}.$$

Изменение энтропии системы составит:

$$ds = ds_A + ds_B = -\frac{dq}{T_1} + \frac{dq}{T_2}.$$

Так как

$$T_1 > T_2,$$

то по абсолютному значению

$$\frac{dq}{T_1} < \frac{dq}{T_2},$$

отсюда

$$ds > 0.$$

Суммируя повсему процессу, получаем:

$$s_2 - s_1 > 0,$$

или

$$s_2 > s_1.$$

Таким образом,

в системе, в которой происходят процессы перехода тепла простой теплопроводностью (без совершения работы), будет неизменно происходить рост энтропии.

Объединяя все, что было выведено для изолированных систем, можно сказать, что если в них происходят только обратимые процессы, то энтропия таких систем не меняется. Если же хотя бы часть этих процессов необратима, то энтропия такой системы возрастает. Последнее практически всегда имеет место в наблюдаемых нами явлениях.

5-13. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗА. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛ ГАЗА В ПРОСТРАНСТВЕ. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ЭНТРОПИИ

При анализе циклов превращения тепловой энергии в механическую, произведенном при помощи второго закона термодинамики, был введен новый параметр состояния — энтропия, который оказался чрезвычайно удобным для решения ряда важных практических задач. При этом мы рассматривали газ как целое, не вникая в его структуру. В дальнейшем, при рассмотрении термически изолированных систем, в которых происходят необратимые процессы, было найдено, что энтропия этих систем обнаруживает свойство неизменно расти.

Для выяснения физических свойств этого понятия и установления причин отмеченного роста энтропии в изолированных системах необходимо рассмотреть этот параметр с точки зрения молекулярно-кинетической теории. Это поможет нам выяснить причину необратимости самопроизвольных процессов, но может вскрыть характер и роль дополнительных процессов, о которых шла речь в § 5-1, и тем самым установить физическое содержание второго закона термодинамики.

Переходя к рассмотрению этих наиболее трудных вопросов термодинамики, следует прежде всего указать на различие в методах изучения газового состояния в зависимости от того, рассматривают ли газ как целое или он изучается с точки зрения поведения молекул. В первом случае, как мы уже видели, газ характеризуется такими параметрами, как давление, температура, и другими величинами, определяющими состояние его по всей массе. Эти величины представляют собой некоторые средние значения результатов поведения громадного количества молекул. Термодинамика, рассматривающая газ как целое, дает ряд зависимостей, вытекающих из двух опытных законов, носящих название первого и второго закона термодинамики, при помощи которых (зависимостей) изучают поведение газа и изменение его параметров в течение

того или иного процесса. Поэтому такой метод изучения получил название *термодинамического метода*. Применяя его, можно совершенно отвлечься от действительной природы названных параметров и газа, характеризуемого ими.

Если подойти к газу как собранию отдельных молекул, находящихся в движении, то можно было бы определить состояние газа, задав координаты каждой молекулы и скорость ее движения. Тогда всякое другое состояние было бы известным, если бы, приложив законы механики, расчетным путем можно было определить координаты и скорости каждой молекулы в какой-либо следующий момент. Однако, вследствие непрерывных столкновений молекул такой расчет делается чрезвычайно сложным даже в том случае, если газ состоит хотя бы из нескольких молекул. Очевидно, такой прием практически невыносим, так как уже в небольших объемах газа содержится громадное число молекул. Это обстоятельство, однако, позволяет к происходящему в газе применить законы науки, изучающей массовые явления, законы *статистики*. Такой метод изучения привел к возникновению новой дисциплины, изучающей явления в газе, — *статистической механики*. Последняя строится на математической теории вероятностей.

Приступая к изложению этого вопроса, следует привести основные положения теории вероятностей¹. Поскольку она здесь играет вспомогательную роль, это будет сделано не с полной строгостью, а упрощенно, опираясь, главным образом, на ряд примеров.

Пусть в урне имеется 40 шаров — из них 15 белых, 20 черных и 5 красных. Установим, какова вероятность вынуть из урны, не глядя, шар того или иного цвета.

Вероятность наступления того или иного события определяется отношением числа интересующих нас случаев, или, как говорят, *благоприятствующих случаев*, к числу всех равновозможных случаев. Общее число возможных случаев, очевидно, будет 40. Равновозможными они будут потому, что шары наощупь ничем не отличаются друг от друга. Число благоприятствующих случаев для белого цвета равно 15. Отсюда вероятность вынуть белый шар составляет

$$p_6 = \frac{15}{40}.$$

То же для красного шара:

$$p_k = \frac{5}{40}.$$

Если теперь поставить вопрос, какова вероятность вынуть либо белый, либо красный шар, то, очевидно, в этом случае число благоприятных случаев будет 20 и вероятность такого события составит:

$$p_6 = \frac{15}{40} + \frac{5}{40} = \frac{20}{40}.$$

Отсюда заключаем, что вероятность наступления одного из нескольких *несовместимых* событий (возможность вынуть и белый и красный шар по смыслу задачи исключается) без указания, какое именно событие должно совершиться, равна сумме вероятностей отдельных событий. Это положение известно под названием *теоремы сложения вероятностей*.

Аналогично, если какой-либо объем газа разделить на сорок равных частей и пронумеровать их по порядку числами 1, 2, 3 и т. д., то при беспорядочном движении одной определенной молекулы в этом объеме вероятность того, что она в данный момент времени очутится в одной из пятнадцати первых частей будет, $\frac{15}{40}$; вероятность того, что она окажется в частях между номерами 16 и 20 включительно, составит $\frac{5}{40}$. Вероятность того, что молекула будет находиться в первых 20 частях, составит

$$\frac{20}{40} = \frac{15}{40} + \frac{5}{40}.$$

Для установления второго положения теории вероятностей, которое нам понадобится в этой главе, рассмотрим следующий пример.

Пусть в одной урне находится четыре шара, из которых два с меткой (точка), в другой — пять шаров, из которых три с меткой.

Вероятность вынуть шар с точкой из первой урны, очевидно, равна

$$p_1 = \frac{2}{4}.$$

Вероятность вынуть шар с точкой из второй урны

$$p_2 = \frac{3}{5}.$$

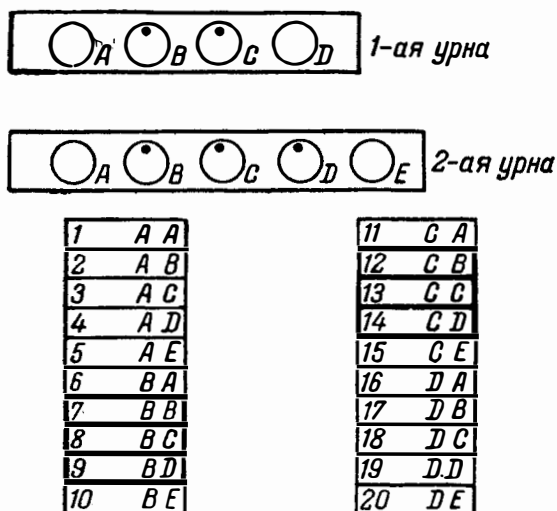
Выясним, какова вероятность вынуть по шару с точкой, если одновременно производить вынимание из первой и из второй урны. Для того, чтобы ответить на этот вопрос, подсчитаем число благоприятствующих случаев и число равновозможных. Отношение этих чисел и будет ответом на поставленный вопрос.

Обозначим наши шары буквами *A, B, C, D, E* и вышисем, какие могут быть все возможные случаи при вынимании одновременно по одному шару из обеих урн. Так как с любым шаром из первой урны можно вынуть любой из второй урны, то возможны двадцать случаев, приведенные на фиг. 5-39.

В первой урне отмечены точкой шары *B* и *C*, а во второй *B, C* и *D*, поэтому благоприятствующими случаями будут *7, 8, 9, 12, 13* и *14*, т. е. всего шесть случаев из 20 (на фиг. 5-39 они обведены жирными рамками). Отсюда вероятность одновременного наступления двух событий равна

$$p = \frac{6}{20}.$$

¹ Изложение теории вероятностей см. Торнтон Фрай, Теория вероятностей для инженеров, ГТТИ, 1934 г.



Фиг. 5-39.

Этот пример подтверждает следующую теорему теории вероятностей:

вероятность одновременного наступления нескольких (в данном примере двух) независимых событий равна произведению вероятностей отдельных событий,

что дает в нашем примере

$$p = \frac{2}{4} \cdot \frac{3}{5} = \frac{6}{20}.$$

Действительно, так как каждый шар первой урны можно вынуть одновременно с каждым из второй, то число равновероятных случаев

$$4 \cdot 5 = 20.$$

С другой стороны, каждый шар с точкой из первой урны с каждым шаром с точкой из второй урны дает один благоприятствующий случай. Отсюда общее число благоприятствующих случаев

$$2 \cdot 3 = 6$$

и вероятность сложного события

$$\frac{6}{20} = \frac{2}{4} \cdot \frac{3}{5},$$

где оба произведения с правой стороны — вероятности каждого из отдельных независимых друг от друга событий.

Аналогично, пусть имеется некоторый объем газа, мысленно разделенный на две половины; вероятность того, что какая-либо определенная молекула в какой-либо момент времени будет находиться

в правой половине, равна $\frac{1}{2}$; вероятность того, что две определенные молекулы одновременно будут в той же половине объема, будет равна $\frac{1}{4} = \left(\frac{1}{2}\right)^2$ (в этом легко убедиться, выписав все равновероятные случаи). Для трех определенных молекул вероятность очутиться

в правой половине равна $\left(\frac{1}{2}\right)^3$ и т. д. Для n молекул, очевидно, эта вероятность составит:

$$p = \left(\frac{1}{2}\right)^n.$$

При этом мы предполагаем, что рассматриваемые события независимы, т. е. факт нахождения одной молекулы в какой-либо половине объема не оказывает никакого влияния на возможность появления в этой же половине другой молекулы.

Как видно из приведенных примеров, вероятность наступления некоторого события исчисляется всегда правильной дробью. Если вероятность какого-либо события оказывается равной единице, то это показывает, что данное событие должно наступить безусловно.

Распределение молекул газа в пространстве. Теория вероятностей дает возможность подойти к определению состояния газа с точки зрения поведения молекул, иначе — его молекулярной структуры.

Основными факторами, по которым оценивают состояние газа в этом случае, являются:

- 1) *распределение молекул газа в заданном пространстве* и 2) *распределение скоростей газовых молекул.*

Рассмотрим сначала состояние газа с точки зрения распределения его молекул в занимаемом им пространстве.

Пусть имеем газ в некотором объеме, который для простоты разобьем на две равные части. Газ при этом пусть состоит всего из четырех молекул, обозначенных A, B, C, D . Выясним, какие тут возможны *состояния* газа с точки зрения расположения молекул в предоставленном ему объеме. Для рассмотрения этого вопроса выпишем (фиг. 5-40) все равновероятные случаи распределения молекул; при этом для нас не будет иметь значения порядок расположения молекул в каждой из частей объема, т. е. если в какой-либо части будут находиться молекулы A, B, C , то мы не будем делать различия между расположениями ABC, BAC, CAB и т. д.

Для каждой определенной молекулы, например A, B, C и т. д., при ее беспорядочном движении одинаково возможно пребывание в данный момент в первой или во второй половине объема, и так как молекулы друг с другом ничем не связаны, то все 16 распределений равновероятны. Каждое такое распределение называют *микросостоянием*.

Как видно из таблицы (фиг. 5-40), отдельные микросостояния отличаются друг от друга количеством молекул в каждой половине и названиями молекул. В общем случае число

I	1		A B C D
	2	A	B C D
II	3	B	A C D
	4	C	A B D
	5	D	A B C
III	6	A B	C D
	7	A C	B D
	8	A D	B C
	9	B C	A D
	10	B D	A C
IV	11	C D	A B
	12	A B C	D
	13	A B D	C
	14	A C D	B
V	15	B C D	A
	16	A B C D	

Фиг. 5-40.

таких микросостояний будет s^n , где n —число молекул, s —число равных частей объема.

Если теперь не считаться с названиями отдельных молекул (A, B, C, D), а обратить внимание только на количество их в каждой части, то можно выделить пять групп (*макросостояний*), обозначенных на фигуре римскими I, II, III, IV, V. Эти макросостояния уже не будут равновероятны.

Первое из них, при котором в левой части объема не будет ни одной молекулы, а в правой—все четыре, осуществимо одним лишь микросостоянием.

Второе макросостояние, при котором в левой части будет одна молекула, а в правой—остальные три, будет осуществляться несколькими микросостояниями, причем поскольку порядок расположения молекул в каждой из частей не играет роли, число микросостояний, которыми может быть осуществлено данное макросостояние, будет определяться формулой для сочетаний, а именно число микросостояний для каждого макросостояния составляет:

$$C_n^m = C_{m-n}^m = \frac{m!}{n!(m-n)!},$$

где m —общее число молекул, а n и $(m-n)$ —число их в той или иной половине объема.

Отсюда для второго макросостояния число микросостояний будет:

$$C_1^4 = \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4}{1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3} = 4.$$

Иначе говоря, число благоприятствующих случаев для данного макросостояния будет 4 из числа равновозможных $2^4=16$ случаев. Отсюда вероятность этого макросостояния

$$p_2 = \frac{4}{16}.$$

Таким же образом можно подсчитать число микросостояний для других макросостояний. Этот подсчет виден из фиг. 5-40. Результат его следующий:

$$p_1 = \frac{1}{16}; p_2 = \frac{4}{16}; p_3 = \frac{6}{16}; p_4 = \frac{4}{16}; p_5 = \frac{1}{16}.$$

В отличие от математической теории вероятностей в термодинамике принято вероятность событий характеризовать не правильной дробью, а только ее числителем, что является достаточным для сравнения ввиду одинаковости знаменателей. Так определенную вероятность называют *термодинамической вероятностью*, и, очевидно, она представляет собой число благоприятствующих случаев (ее будем обозначать, так же как и раньше, буквой p).

Если взять сто молекул, то термодинамическая вероятность такого распределения, при котором пятьдесят молекул будут в одной половине и пятьдесят в другой, т. е. термодинамическая вероятность равномерного распределения молекул по обеим частям пространства, выразится числом

$$p = C_{50}^{100} = \frac{100!}{50!50!}.$$

Вычисляя это выражение¹, получаем:

$$p = 1,01 \cdot 10^{29}.$$

При обычном математическом определении вероятности мы получили бы

$$p = \frac{100!}{2^{100}} = 0,08,$$

так как число равновозможных случаев равно $2^{100} = 1,27 \cdot 10^{30}$.

Для сравнения вычислим термодинамическую вероятность такого распределения молекул, при котором в одной части будет пять молекул, а в другой 95. Оно будет

$$p = C_5^{100} = \frac{100!}{5!95!} = 7,8 \cdot 10^7,$$

т. е.

термодинамическая вероятность неравномерного распределения несравненно меньше, чем для равномерного распределения.

¹ Для быстрого подсчета подобных выражений существуют специальные таблицы. См. Торнтон Фрай, Теория вероятностей для инженеров.

Если взять общий случай распределения, при котором объем разбивают на несколько равных частей, причем в каждой части задано определенное число молекул, то термодинамическая вероятность того или иного распределения определится по формуле

$$p = \frac{n!}{n_1!n_2!n_3! \dots n_s!} \quad (5-53)$$

Здесь объем разбит на s частей, причем из общего числа n молекул задано в первой части n_1 молекул, во второй n_2 , а в третьей n_3 и т. д., а в общем

$$n_1 + n_2 + n_3 + \dots + n_s = n.$$

Вероятность p будет наибольшей для такого из возможных случаев распределения, при котором

$$n_1 = n_2 = n_3 = \dots = n_s,$$

т. е. когда молекулы распределены по объему равномерно.

Убедимся в справедливости формулы (5-53) на примере. Пусть задан газ, состоящий из шести молекул: A, B, C, D, E и F в объеме, который разбит на три равные части. Подсчитаем термодинамическую вероятность такого распределения молекул, при котором

$$n_1 = 1; n_2 = 2; n_3 = 3.$$

По формуле (5-53) для этого случая

$$p = \frac{6!}{1!2!3!} = \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 \cdot 6}{1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot \dots \cdot 2 \cdot 3}.$$

В этом легко убедиться, составив всевозможные комбинации распределения молекул. Действительно, если в первой части находится молекула A , во второй B и C , а в третьей D, E и F , то, оставляя в первой части молекулу A и меняя местами молекулы второй и третьей части, можно получить следующие десять различных комбинаций молекул (фиг. 5-41):

A	BC	DEF
A	BD	CFE
A	BE	CDF
A	BF	CDE
A	CD	BEF
A	CE	BDF
A	CF	BDE
A	DE	BCF
A	DF	BCE
A	EF	BCD

и т. д.

Фиг. 5-41.

Располагая в первой трети затем по порядку молекулы B, C и т. д., получим еще пять таких же групп и всего 60 комбинаций.

Таким образом, заданному макросостоянию с $n_1 = 1; n_2 = 2$ и $n_3 = 3$ соответствуют 60 микросостояний. Вероятность равномерного распределения, т. е. такого, при котором

$$n_1 = 2; n_2 = 2; n_3 = 2,$$

составит:

$$p = \frac{6!}{2!2!2!} = \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 \cdot 6}{1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2},$$

$$p = 90.$$

Всякое отклонение от равномерного распределения увеличивает знаменатель формулы (5-53), что легко видеть из сравнения знаменателей в обоих примерах. Приведем их отдельно

$$1 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3,$$

$$1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2.$$

В первом случае при неравномерном распределении у третьего факториала имеется тройка, взамен которой при равномерном распределении в первом факториале будет двойка. Отсюда—и большее значение для вероятности равномерного распределения.

В правильности формулы (5-53) можно убедиться, написав числа всевозможных перестановок из n молекул. Очевидно, их будет $n!$ Однако, так как нас интересуют лишь сочетания, ибо порядок расположения молекул в каждой группе не играет роли, то при n_1 молекул в первой части, n_2 —во второй и т. д. общее число перестановок придется уменьшить в $n_1! \cdot n_2! \dots n_s!$ и т. д. раз. Отсюда число сочетаний (микросостояний) данного распределения (макросостояния) и будет:

$$p = \frac{n!}{n_1!n_2!n_3! \dots n_s!}.$$

Если взять сто молекул и распределить их равномерно по четырем частям объема, то термодинамическая вероятность такого распределения составит:

$$p_1 = \frac{100!}{25!25!25!25!},$$

$$p \approx 1,61 \cdot 10^{57}.$$

При некотором отклонении от равномерного распределения, вызванном, допустим, переходом одной молекулы из одного участка в другой, вероятность будет:

$$p_2 = \frac{100!}{25!24!25!26!},$$

$$p_2 = 1,55 \cdot 10^{57},$$

т. е. почти та же, что и раньше. При значительном отклонении от равномерного распределения, например, если взять такое макросостояние, при котором

$$n_1=5; n_2=10; n_3=20; n_4=65,$$

получим его вероятность:

$$= \frac{100!}{5!10!20!65!} \approx 1,07 \cdot 10^{40}.$$

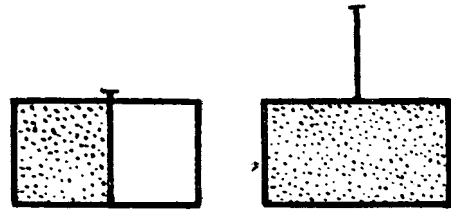
Из сопоставления полученных результатов можно усмотреть, что вероятность равномерного (а вместе с тем и всякого близкого к нему) распределения уже при ста молекулах во много миллионов раз больше, чем таковая же для неравномерного.

Еще разительнее получились бы результаты сравнений, если взять число молекул больше, как это в действительности и бывает даже в небольших объемах газа. Поэтому, наблюдая газ в течение даже очень долгого промежутка времени, мы практически не можем рассчитывать, что удастся заметить какое-либо значительное отклонение от равномерного распределения молекул газа по объему, хотя принципиально такое отклонение и возможно, так как его вероятность, будучи очень малой, все же не равна нулю.

Мы рассматривали до сих пор тот случай распределения по объему, когда молекулы газа находятся в тепловом движении и не подвержены действию каких-либо внешних сил, имеющих разную величину в различных точках объема. Обычно в установившемся состоянии газ в термодинамике так и рассматривают.

Однако, если молекулы газа находятся в неравномерном поле какой-нибудь силы, например, силы тяжести, то условие наибольшей вероятности будет другое. Так, если рассмотреть поведение молекул воздуха, окружающего землю, то состояние наибольшей вероятности получается при неравномерном распределении. Как известно, на большой высоте концентрация молекул значительно меньше, чем около земли, что и соответствует наиболее вероятному распределению молекул воздуха.

Итак, мы установили на основании поведения молекул газа новое понятие—*вероятность состояния*. Интересно выяснить, как изменяется эта величина, если меняется термодинамическое состояние газа. Установим предварительно это на небольшом частном примере, рассматривая пока лишь вероятность распределения молекул газа по объему.



Фиг. 5-42.

Пусть в одной половине сосуда, отделенной от другой половины перегородкой, находится 1 кг идеального газа (фиг. 5-42). Если вынуть перегородку, газ распространится по всему объему и при этом никакой работы не совершит, так что температура его не изменится; зато изменятся другие параметры, так как термодинамическое состояние газа изменилось. В частности, изменение энтропии составит:

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} = AR \ln 2.$$

Рассмотрим то же изменение состояния газа с молекулярной точки зрения.

После того как перегородка будет вынута, молекулам газа предоставляется весь двойной объем. Вероятность (математическая) того, что они каким-либо образом распределятся в этом объеме, есть достоверность, и поэтому

$$p_2 = 1.$$

Вероятность того, что молекулы, после того как перегородка будет вынута, останутся в своем первоначальном объеме, располагаясь в нем также любым способом, составит (как это уже было выше подсчитано):

$$p_1 = \left(\frac{1}{2}\right)^a = \frac{1}{2^a},$$

где a — число молекул в 1 кг газа.

Отношение этих вероятностей

$$\frac{p_2}{p_1} = 2^a.$$

Прологарифмируем полученное соотношение¹:

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = a \ln 2.$$

Сравнивая с разностью энтропии, получаем:

$$s_2 - s_1 = \frac{AR}{a} \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

¹ Необходимо помнить, что здесь p обозначает вероятность, а не давление, как это принято в других параграфах книги.

Полученное соотношение можно написать таким образом:

$$s = \frac{AR}{\alpha} \ln p + \text{const.} \quad (a)$$

Здесь

$$\frac{AR}{\alpha} = \frac{\mu AR}{\mu\alpha} = \frac{\mu AR}{N} = k$$

есть постоянная Больцмана, так что

$$s = k \ln p + \text{const.}$$

Полученное для этого частного примера соотношение (a) дает известное основание предполагать наличие функциональной зависимости между энтропией и вероятностью состояния, т. е. предполагать о существовании функциональной зависимости

$$s = f(p).$$

То, что между этими параметрами существует именно логарифмическая зависимость, согласуется и со свойствами этих параметров, что видно из следующего.

Пусть для какого-либо количества газа энтропия s_1 , а вероятность p_1 ; тогда на основании формулы (a)

$$s_1 = k \ln p_1 + \text{const.}$$

Для другого количества соответственно пусть будут s_2 и p_2 . Тогда на том же основании

$$s_2 = k \ln p_2 + \text{const.}$$

Складывая оба уравнения почленно, получаем:

$$s_1 + s_2 = k \ln p_1 p_2 + \text{const.} \quad (b)$$

Вместе с тем для суммарного количества газа на основании формулы (a) можно написать:

$$s = k \ln p + \text{const.} \quad (5-54)$$

Здесь s —энтропия суммарного количества газа;

p —вероятность его состояния.

Сравнивая это выражение с формулой (b) и имея в виду, что

$$s_1 + s_2 = s,$$

получаем:

$$p := p_1 p_2,$$

что согласуется с известными свойствами рассматриваемых величин: энтропия суммарного количества газа равна сумме энтропий составных частей, что вытекает из аддитивности этого параметра (§ 5-6); вероятность же сложного события определяется произведением вероятностей каждого из отдельных независимых друг от друга событий, в данном случае

вероятностей состояния того и другого количества газа по отдельности.

Таким образом, рассмотрев частный случай распределения молекул газа в некотором пространстве и изменение энтропии того же газа, мы при помощи формулы (5-54) установили связь между энтропией и вероятностью состояния и показали, что энтропия есть функция или, как говорят, есть *мера вероятности состояния*. Устанавливая связь параметра энтропии с величиной, определяемой поведением молекул, формула (5-54) тем самым указывает на физический смысл энтропии. В более общем виде эту связь можно установить при рассмотрении состояния газа, исходя из другого фактора—распределения скоростей газовых молекул, как показано в следующем параграфе.

5-14. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ГАЗОВЫХ МОЛЕКУЛ. УРАВНЕНИЕ МАКСВЕЛЛА. Н-ТЕОРЕМА БОЛЬЦМАНА. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ЭНТРОПИИ

Для того, чтобы определить состояние газа по распределению скоростей газовых молекул, прежде всего рассмотрим установившееся состояние газа. Участвуя в общем движении, каждая определенная молекула в результате столкновений может менять значения своей скорости от очень малых до очень больших. Это позволяет говорить о вероятности того или иного распределения скоростей. Ввиду большого количества молекул картина распределения скоростей, как видно будет впоследствии, имеет некоторый определенный характер. Дальнейшей задачей является дать математическое выражение такого распределения. Однако, сначала рассмотрим, как понимают вероятность в данном случае и как принято изображать ее графически.

Пусть в единице объема находится ν молекул¹. Для выяснения картины распределения их скоростей разобьем всю область возможных значений скоростей на сколь угодно малые интервалы Δw . Тогда можно говорить о количестве молекул, значения скоростей которых лежат между w и $w + \Delta w$. Очевидно, что число молекул в каждой такой группе будет пропорционально взятому интервалу Δw , пропорционально общему количеству молекул и будет как-то зависеть от выбранного значения скорости. Таким образом, если обозначить число молекул, скорости которых лежат между w и $w + \Delta w$, через Δn , то можно записать

$$\Delta n = \nu \Delta w f(w). \quad (a)$$

Сумма всех Δn должна дать общее число молекул ν .

Графически такое распределение молекул на группы можно было бы представить следующим образом. Отложим по оси абсцисс значения скоростей (фиг. 5-43) от нуля и разобьем всю область значений на интервалы Δw . На каждом значении Δw , как на основании, построим прямоугольник, *площадь* которого равна Δn . Высота такого прямоугольника может быть определена из формулы (a) и составит:

$$\frac{\Delta n}{\Delta w} = \nu f(w). \quad (b)$$

¹ Раньше это число обозначалось n .



Фиг. 5-43.

Суммарная площадь диаграммы будет измерять полное число ν молекул.

Если теперь уменьшать постепенно Δw , устремляя его значение к нулю, то в пределе получим вместо ступенчатой линии кривую, подобную изображенной на фиг. 5-44. Ординаты ее получим как предел для выражения $\frac{\Delta n}{\Delta w}$, если Δw будет стремиться к нулю, а именно:

$$\frac{dn}{dw} = \nu f(w). \quad (c)$$

Полученную кривую $\nu f(w)$ называют *кривой распределения*. Значение $f(w)$ дает возможность определить число молекул для любого интервала скоростей, а именно: из последнего уравнения получаем:

$$dn = \nu f(w) dw. \quad (d)$$

Выразим далее математически вероятность того, что скорость некоторой случайно выбранной молекулы из общего числа ν лежит в пределе w и $w + dw$. Очевидно, число благоприятствующих случаев здесь составляет dn . Так как число возможных случаев ν , то по определению искомая вероятность равна отношению

$$\frac{dn}{\nu}$$

и по (d) она составит:

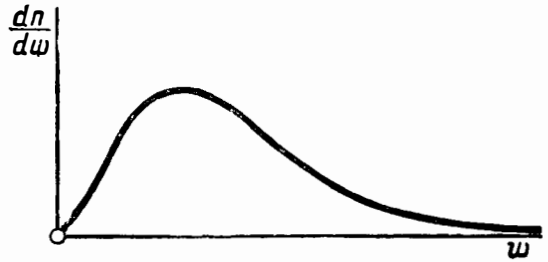
$$\frac{dn}{\nu} = f(w) dw. \quad (e)$$

Отсюда кривая фиг. 5-44 есть в то же время кривая искомых вероятностей, причем отношение площади между определенными ординатами w_1 и w_2 к общей площади диаграммы исчисляет вероятность того, что выбранная молекула имеет скорость, заключающуюся между w_1 и w_2 , и соответствует зависимости:

$$|n|_{w_1}^{w_2} = \int_{w_1}^{w_2} f(w) dw.$$

Здесь $|n|_{w_1}^{w_2}$ — число молекул в интервале значений

w_1 и w_2 , а ν — общее число молекул. Решение этого интеграла связано с нахождением вида функции $f(w)$. Для установившегося состояния газа эта функция была найдена, и вывод уравнения искомой кривой распределения скоростей хотя и не в вполне строгом виде был дан Максвеллом в 1860 г. Здесь этот вывод приводится в его основных чертах. Полный и строгий вывод его, равно как и остальных положений этой



Фиг. 5-44.

главы, не входит в задачи курса¹; нас будут интересовать только основные положения и следствия, из них вытекающие.

Зависимость (e) говорит только о величине скорости. Так как скорости молекул отличаются не только по величине, но и по направлению, рассмотрим составляющие скорости w по трем произвольным перпендикулярным осям; обозначим их x, y, z . Тогда ввиду полной симметрии системы по отношению к этим произвольно выбранным осям координат вероятность того, что какая-либо молекула обладает составляющей скорости в пределах от x до $x + dx$, определится из уравнения, аналогичного уравнению (e):

$$\frac{dn_x}{\nu} = f(x) dx,$$

а число таких молекул составит:

$$dn_x = \nu f(x) dx.$$

То же для вероятностей по другим составляющим:

$$\frac{dn_y}{\nu} = f(y) dy, \quad \frac{dn_z}{\nu} = f(z) dz,$$

где вид функции f один и тот же.

Будем исходить из того, что все три значения составляющих скорости независимы друг от друга, что впрочем не совсем строго благодаря наличию соударений. Тогда вероятность того, что скорость данной молекулы имеет одновременно составляющие в пределах x и $x + dx, y$ и $y + dy, z$ и $z + dz$, т. е. вероятность того, что скорость по величине и направлению лежит в пределах от w до $w + \Delta w$, будет измеряться произведением вероятностей

$$\frac{dn_x}{\nu} \cdot \frac{dn_y}{\nu} \cdot \frac{dn_z}{\nu}$$

Таким образом, искомая вероятность определится из выражения:

$$\frac{dn}{\nu} = f(x) f(y) f(z) dx dy dz,$$

а число таких молекул составит:

$$dn = \nu f(x) f(y) f(z) dx dy dz.$$

Расположение координатных осей было выбрано произвольно, поэтому для некоторой скорости w составляющие x, y, z при другом направлении осей могут принимать различные значения, но всегда будет существовать зависимость

$$x^2 + y^2 + z^2 = w^2.$$

¹ Подробное А. К. Тимирязев, Кинетическая теория материи; К. Шэфер, Теория теплоты, ч. II; Торнтон Фрай, Теория вероятностей для инженеров.

Соответственно и величины $f(x)$, $f(y)$ и $f(z)$ для данной молекулы могут принимать различные значения в зависимости от выбора координатных осей. Но иско- мая вероятность $\frac{dn}{v}$ не может зависеть от случайного рас- положения осей, поэтому произведение $f(x) f(y) f(z)$ не должно зависеть отдельно от x, y, z , а только от $x^2 + y^2 + z^2$, т. е. от абсолютного значения скорости. Следо- зательно, должна существовать зависимость

$$f(x) f(y) f(z) = \psi(x^2 + y^2 + z^2).$$

Это уравнение является исходным для определения вида функции f , и решение его, на котором мы здесь не останавливаемся, дает:

$$\begin{aligned} f(x) &= Ae^{-\frac{x^2}{\omega_0^2}} \\ f(y) &= Ae^{-\frac{y^2}{\omega_0^2}} \\ f(z) &= Ae^{-\frac{z^2}{\omega_0^2}} \\ f(x) f(y) f(z) &= A^3 e^{-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\omega_0^2}} \end{aligned}$$

$$\psi(x^2 + y^2 + z^2) = A^3 e^{-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\omega_0^2}} \quad (5-55)$$

где A и ω_0 — некоторые постоянные величины. В спра- ведливости этого решения можно убедиться путем под- становки.

Таким образом, вероятность того, что скорость какой-либо молекулы лежит в пределах x и $x + dx$, y и $y + dy$, z и $z + dz$, составляет:

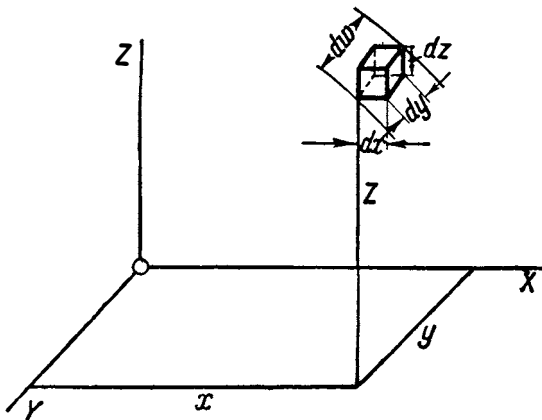
$$\frac{dn}{v} = A^3 e^{-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\omega_0^2}} dx dy dz,$$

или

$$\frac{dn}{v} = A^3 e^{-\frac{w^2}{\omega_0^2}} dx dy dz,$$

а число таких молекул составит

$$dn = v A^3 e^{-\frac{w^2}{\omega_0^2}} dx dy dz. \quad (f)$$



Фиг. 5-45.

Определим теперь число молекул, скорости которых по абсолютной величине лежат в интервале w и $w + dw$ вне зависимости от направления. Для этого вы- полним следующее построение. В трехосной системе координат из начала ее проведем векторы, которые по величине и направлению соответствовали бы значениям скоростей каждой молекулы. Концы вектор- зуют точки, которые называют *точками скорости*, а все пространство — *пространством скоростей*. Таким образом, распределение скоростей газовых молекул для любого состояния может быть представлено рас- положением точек скорости в пространстве скоростей. Число молекул, определяемое формулой (f), равно числу точек скорости в параллелепипеде с гранями dx, dy, dz , расположенном в пространстве скоростей, изображенном на фиг. 5-45.

Объем его обозначим:

$$dx dy dz = d\omega.$$

Разделив обе части уравнения (f) на $d\omega$, найдем число точек в единице объема пространства скоростей; оно составит:

$$\frac{dn}{d\omega} = v A^3 e^{-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\omega_0^2}} = v A^3 e^{-\frac{w^2}{\omega_0^2}}$$

Это число точек должно быть одинаковым по всему слою, заключенному между сферами с радиусами w и $w + dw$ (часть его изображена на фиг. 5-45), ввиду полной симметрии расположения векторов скорости и из-за равной вероятности любого направления движе- ния. Объем этого слоя равен $4\pi w^2 dw$. Следовательно, общее число точек скорости в этом слое (оно равно числу молекул со скоростью между w и $w + dw$ вне зависимости от направления) составит:

$$dn = 4\pi v A^3 e^{-\frac{w^2}{\omega_0^2}} w^2 dw. \quad (5-56)$$

Вычислим значение постоянных A и ω_0 в урав- нении (5-56).

Дифференцируя уравнение (5-56) по w и прирав- нивая производную нулю, можно найти ту величину скорости w , которой обладает наибольшее число мо- лекул. При этом получается:

$$w = \omega_0.$$

Исходя из этого, величину ω_0 называют *наиболее вероятной скоростью*.

Постоянная A находится из того условия, что об- щее число точек в пространстве скоростей должно быть равно общему числу молекул, т. е., интегрируя выражение (5-56) в пределах скоростей от 0 до ∞ , мы должны получить v^* . Таким образом,

$$\int_0^{\infty} dn = v.$$

Подставляя сюда значение dn из уравнения (5-56) и выполняя интегрирование (чего мы здесь подробно не производим), можно получить:

$$A = \frac{1}{\omega_0 \sqrt{\pi}}. \quad (g)$$

* Строго говоря, скорости молекул не могут достигать беско- нечно больших значений. Однако, число молекул с очень боль- шими скоростями так резко падает по мере увеличения скорости, что интегрирование в пределах от 0 до ∞ не вносит погрешности.

Подставляя это значение в уравнение (5-56), получаем окончательно:

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v}{w_0^3} e^{-\frac{w^2}{w_0^2}} w^2 dw. \quad (5-57)$$

Уравнение (5-57) представляет собой уже упомянутое в § 1-3 максвелловское распределение скоростей молекул идеального газа для установившегося состояния.

Из уравнения (5-57) может быть получено выражение для средней квадратичной скорости. Если имеем в газе Δn_1 молекул со скоростью w_1 , Δn_2 — со скоростью w_2 и т. д., то по определению средней квадратичной можно написать:

$$\bar{w}^2 = \frac{w_1^2 \cdot \Delta n_1 + w_2^2 \Delta n_2 + \dots}{v}$$

Переходя к пределам, получаем:

$$\bar{w}^2 = \frac{\int_0^{\infty} w^2 dn}{v}$$

Подставляя сюда значение dn из уравнения (5-57) и выполняя интегрирование, получаем:

$$\bar{w}^2 = \frac{3}{2} w_0^2. \quad (i)$$

Это равенство устанавливает соотношение между средней квадратичной и наиболее вероятной скоростью молекул газа.

С другой стороны, если в уравнение (2-8) вместо u_1 подставить его значение, равное $\frac{m\bar{w}^2}{2}$, то получим:

$$\frac{m\bar{w}^2}{3} = kT.$$

Пользуясь этим выражением и формулой (i), находим зависимость между наиболее вероятной скоростью и абсолютной температурой:

$$w_0^2 = \frac{2kT}{m}. \quad (k)$$

Подставляя это значение в уравнение (5-57), получаем:

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v \left(\frac{m}{2kT}\right)^2 e^{-\frac{mw^2}{2kT}} w^2 dw. \quad (5-58)$$

Из уравнения (5-58) заключаем, что форма кривой максвелловского распределения зависит от абсолютной температуры газа.

По формуле (5-58) можно подсчитать количество молекул газа, скорости которых лежат в данных интервалах. Так, подсчитано, что для воздуха при 20°C на тысячу молекул будут иметь место следующие значения скоростей:

Число молекул	Интервал скорости
166	200 — 300 м/сек
215	300 — 400 "
202	400 — 500 "
90	600 — 700 "
78	700 — 800 "

Очевидно, что наиболее вероятная скорость лежит в пределе 300 — 400 м/сек.

Как было указано, распределение скоростей молекул, данное Максвеллом, относится к установившемуся состоянию. В общем виде для неустановившегося состояния эта задача была поставлена Больцманом, который нашел функцию, определяющую вероятность любого распределения скоростей. Эта функция носит название *Н-функции Больцмана*. Из условия максимума этой функции Больцман получил максвелловское распределение скоростей, как наиболее вероятное.

Определив далее значение *Н-функции* для наиболее вероятного распределения скоростей в одноатомном газе, Больцман получил значение, аналогичное значению энтропии, и тем самым выяснил физический смысл энтропии, показав, что последняя является мерой вероятности установившегося состояния газа. Укажем основные положения определения *Н-функции*.

Прежде всего остановимся на том, каким образом можно определить вероятность состояния для любого не максвелловского распределения скоростей. Для этого снова рассмотрим пространство скоростей.

Вероятность всякого распределения точек в пространстве скоростей, т. е. распределение скоростей молекул, может быть подсчитана по формуле (5-53), при помощи которой ранее определялась вероятность распределения газовых молекул в пространстве. Таким образом, для любого как установившегося, так и неустановившегося состояния термодинамическая вероятность заданного распределения скоростей будет определяться выражением (5-53):

$$p = \frac{v!}{\Delta n_1! \Delta n_2! \Delta n_3! \dots}$$

Здесь вместо n число молекул в единице объема обозначено v , а $\Delta n_1, \Delta n_2, \Delta n_3$ и т. д. — числа, то точек скорости в равных элементарных объемах пространства скоростей. При этом предполагается, что $\Delta n_1, \Delta n_2, \dots$ малы в сравнении с v , так как относятся к элементарным объемам, однако по абсолютным значениям ввиду большого общего числа молекул они представляют достаточно большие числа.

Принципиальное отличие определения вероятностей при помощи этой формулы для распределения молекул по объему и распределения скоростей молекул заключается в следующем. В первом случае всякое распределение молекул по объему должно удовлетворять одному условию, а именно, чтобы

$$\Delta n_1 + \Delta n_2 + \Delta n_3 + \dots = v.$$

Для второго случая кроме этого условия необходимо еще и другое, заключающееся в том, чтобы сумма кинетических энергий всех молекул, зависящих от их скоростей была равна внутренней энергии газа (имеется в виду одноатомный идеальный газ), т. е. чтобы имело место равенство

$$e_1 \Delta n_1 + e_2 \Delta n_2 + e_3 \Delta n_3 + \dots = u.$$

Отсюда и условия максимума для значения вероятности в обоих случаях будут различны, так что для второго случая максимум уже не будет определяться равномерным распределением точек скорости в пространстве, как это было для распределения молекул по объему.

Для определения p из уравнения (5-53) значения факториалов можно выразить приближенной формулой Стирлинга, которая для всякого достаточно большого числа m имеет:

$$\ln m! = m \ln m - m.$$

Логарифмируя уравнение (5-53), получим:

$$\ln p = \ln v! - [\ln \Delta n_1! + \ln \Delta n_2! + \ln \Delta n_3! + \dots].$$

Подставляя сюда значения факториалов из формулы Стирлинга, получаем:

$$\ln p = v \ln v - v - [\Delta n_1 \ln \Delta n_1 + \Delta n_2 \ln \Delta n_2 + \Delta n_3 \ln \Delta n_3 + \dots] + [\Delta n_1 + \Delta n_2 + \Delta n_3 + \dots],$$

что можно записать иначе:

$$\ln p = v \ln v - v - \sum \Delta n \ln \Delta n + \sum \Delta n,$$

где суммирование распространяется на все пространство скоростей.

Обозначим

$$v \ln v = B',$$

где B' — постоянное число, очевидно, не зависящее от того, как распределены молекулы по объему; примем далее во внимание условие

$$\sum \Delta n = v.$$

Тогда получим:

$$\ln p = B' - \sum \Delta n \ln \Delta n. \quad (1)$$

Пусть далее задано какое-то распределение скоростей молекул одноатомного газа при помощи формулы

$$\Delta n = v f(x, y, z) \Delta x \Delta y \Delta z. \quad (m)$$

Поскольку в общем случае мы имеем в виду неустановившееся состояние, вероятность распределения должна также изменяться со временем. Это нужно иметь в виду хотя оно и не отражено явно в выражении (m).

Обозначим

$$v f(x, y, z) = F,$$

так что F есть функция распределения; далее обозначим:

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \Delta \omega,$$

так что $\Delta \omega$ — элемент объема пространства скоростей.

Тогда распределение (m) примет вид:

$$\Delta n = F \Delta \omega, \quad (n)$$

откуда

$$\ln \Delta n = \ln F + \ln \Delta \omega. \quad (o)$$

Перемножая выражения (n) и (o), получим:

$$\Delta n \ln \Delta n = F \Delta \omega [\ln F + \ln \Delta \omega].$$

Суммируя полученное выражение по всему объему пространства скоростей, найдем:

$$\sum \Delta n \ln \Delta n = \sum F \Delta \omega [\ln F + \ln \Delta \omega].$$

Правая часть полученного равенства может быть представлена следующим образом:

$$\sum F \Delta \omega [\ln F + \ln \Delta \omega] = \sum F \Delta \omega \ln F + \sum F \Delta \omega \ln \Delta \omega. \quad (p)$$

Второй член в правой части можно записать:

$$\sum F \Delta \omega \ln \Delta \omega = \ln \Delta \omega \sum F \Delta \omega,$$

так как $\ln \Delta \omega$ — постоянная величина; далее, на основании (n) имеем:

$$\sum F \Delta \omega = \sum \Delta n.$$

С другой стороны,

$$\sum \Delta n = \Delta n_1 + \Delta n_2 + \dots + \Delta n_s = v.$$

Таким образом, второй член в формуле (p) примет вид:

$$\sum F \Delta \omega \ln \Delta \omega = v \ln \Delta \omega.$$

Полученное выражение есть постоянная величина. Обозначим ее

$$v \ln \Delta \omega = B'. \quad (r)$$

При помощи формул (p) и (r) получаем из формулы (e):

$$\ln p = - \sum F \Delta \omega \ln F + \text{const}$$

и, заменяя в пределе сумму интегралом, получим:

$$\ln p = - \int F \ln F d\omega + \text{const}, \quad (5-59)$$

где интегрирование охватывает весь объем пространства скоростей.

Обозначим:

$$- \int F (\ln F) d\omega = H. \quad (s)$$

Тогда

$$\ln p = H + \text{const}. \quad (t)$$

Итак, всякому заданному закону F распределения скоростей молекул [уравнение (n)] соответствует определенное значение H [уравнение (s)], дающее для идеального газа вероятность этого распределения [уравнение (t)].

Уже было указано, что распределение скоростей газовых молекул для неустановившегося состояния зависит от времени, т. е. функция

$$F = v f(x, y, z)$$

может изменяться с течением времени. Это, очевидно, относится и к функции H , т. е. вероятность неустановившегося состояния зависит от времени, причем по мере изменения распределения скоростей меняется и вероятность состояния.

Если рассмотреть механизм обмена скоростями при столкновениях молекул в газе, взятом в неустановившемся состоянии и предоставленном самому себе, то можно математически показать, что, как правило, для такого процесса в результате обмена скоростей при столкновениях молекул функция H растет с течением времени, т. е.

$$\frac{dH}{dt} > 0.$$

Иначе говоря, если газ в неустановившемся состоянии будет предоставлен сам себе, то его состояние будет постепенно меняться таким образом, что вероятность состояния будет расти. Когда же газ придет в установившееся состояние, то можно будет написать:

$$\frac{dH}{dt} = 0,$$

что будет соответствовать максимальному значению вероятности. Распределение скоростей в этом случае, как показал Больцман, и будет максвелловское, характеризуемое формулой (5-58).

Изложенный ход процесса обмена скоростей может сопровождаться некоторыми небольшими случайными отклонениями, которые могут иметь место как при переходе от неустановившегося состояния к установившемуся, так и в установившемся состоянии. В последнем случае получаются постоянные колебания H на незначительную величину около ее максимального значения.

Эти свойства функции H можно иллюстрировать следующим примером, приводимым Шефером и известным им у П. и Т. Эренфест.

Пусть имеются две урны — черная и белая, и в них находится четное число n пронумерованных шаров. При этом пусть будет в черной урне x шаров, а в белой ($n - x$). Осуществим следующий „процесс“. Будем перекладывать по одному шару из одной урны в другую, причем вопрос о том, из какой урны в какую и какой шар перекладывать, каждый раз будет решаться следующим образом: возьмем еще одну — вспомогательную — урну, в которую вложим полный комплект таких же шаров, какие лежат в черной и белой урнах. Из вспомогательной урны будем вынимать, не глядя, шар, замечать его номер и вкладывать обратно. После этого такой же шар будем вынимать из той урны, где он находится, допустим, из черной, и перекладывать в другую, в этом случае — белую, урну.

Прежде чем начать изложенный здесь „процесс“, укажем, что вероятность появления из вспомогательной урны шара с номером, принадлежащим к черной урне, будет определяться отношением $\frac{x}{n}$, вероятность же появления из вспомогательной урны шара с номером, принадлежащим к белой урне, будет определяться отношением $\frac{n-x}{n}$.

Очевидно, что если число шаров в каждой из урн резко отличается одно от другого, то из вспомогательной урны будут чаще появляться шары с номерами из той урны, в которой общее число шаров больше. Отсюда очевидно также и то, что „процесс“ в общем будет протекать таким образом, что будет происходить выравнивание числа шаров в обеих урнах.

Если то или иное распределение шаров назвать „состоянием“, то наименее устойчивым состоянием будет то, когда в одной урне, положим, в черной, будут все шары, а в другой, белой, не будет ни одного шара. Наиболее устойчивым (равновесным) будет то, когда шары разместятся поровну между урнами обоих цветов.

Начнем рассмотрение нашего „процесса“ с только что описанного наименее устойчивого (неустановившегося) состояния и будем наблюдать за разностью термодинамических вероятностей:

$$x - (n - x).$$

Ход изменения этой величины, как видно из дальнейшего, легко сопоставить с изменением функции H Больцмана (взятой с обратным знаком) при выравнивании неустановившегося состояния в газе в результате соударений молекул. Для описанного начального состояния приведенная разность имеет наибольшее значение, наибольшее же значение будет иметь и взятая с обратным знаком величина H , тогда как сама функция H для этого случая будет иметь наименьшее значение.

Первый появившийся из вспомогательной урны шар будет шар с номером из черной урны, так как

вероятность такого появления при числе шаров n в черной урне равна

$$\frac{n}{n} = 1,$$

т. е. соответствует достоверности. Перекладываем один шар с замеченным номером из черной урны в белую, а появившийся из вспомогательной урны шар кладем обратно. В дальнейшем „процесс“ будет протекать, как уже указывалось, в сторону выравнивания шаров, так как

$$x \gg n - x.$$

При этом разность

$$x - (n - x)$$

будет уменьшаться, что будет соответствовать возрастанию функции H .

Постепенно число шаров в обеих урнах будет выравниваться, так как до некоторого момента времени будут появляться шары с номерами из черной урны. Возможно, конечно, исключение, появление и белых шаров, так как вероятность таких событий не равна нулю. Однако, она мала, и значительно чаще будут появляться шары, принадлежащие черной урне.

Через некоторый промежуток времени установится такое „состояние“, при котором

$$x \approx n - x.$$

После этого сколько бы мы ни продолжали процесс, „состояние“ шаров в обеих урнах будет колебаться около положения равновесия, так как вероятности появления из вспомогательной урны шара с номером из черной или белой урны приблизительно равны. Разность же

$$x - (n - x)$$

будет приблизительно равна нулю, соответственно функция H достигнет своего максимального значения.

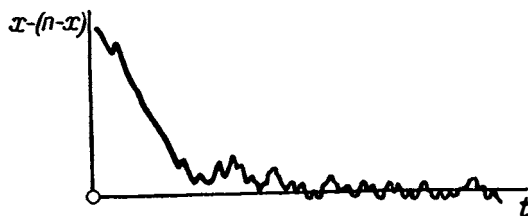
Около этого состояния возможны небольшие отклонения в ту или другую сторону, но трудно ожидать, чтобы в результате даже очень долгого промежутка времени процесс мог привести к первоначальному или хотя бы близкому к нему расположению шаров в белой и черной урнах.

Если весь процесс изобразить графически, отложив по оси ординат разность

$$[x - (n - x)],$$

что соответствует взятой с обратным знаком функции H , а по оси ординат — время, то весь процесс изобразится в пределе кривой, представленной на фиг. 5-46. Такую кривую называют *моделью Н-функции*.

Найдем функцию H для установившегося состояния газа, термодинамические параметры которого суть T и v ; тогда можно будет показать в общей форме связь энтропии и вероятности состояния, что было уже один раз сделано на частном примере.



Фиг. 5-46.

Для установившегося состояния на основании уравнения (5-55)

$$f(x, y, z) = A^3 e^{-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}}$$

Отсюда

$$F = \nu f(x, y, z) = \nu A^3 e^{-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}}$$

Подставим это значение в формулу для H , причем для удобства дальнейших вычислений заменим только множитель $\ln F$, который можно на основании только что написанного значения функции f представить следующим образом:

$$\ln F = \ln \left(\nu A^3 e^{-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right) = \ln(\nu A^3) - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}$$

Тогда по формуле (s)

$$H = - \int F \left[\ln(\nu A^3) - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right] d\omega$$

или

$$H = - \int F \ln(\nu A^3) d\omega + \int F \frac{\omega^2}{\omega_0^2} d\omega$$

Вынося постоянные за знак интеграла, получаем:

$$H = - \ln(\nu A^3) \int F d\omega + \frac{1}{\omega_0^2} \int F \omega^2 d\omega$$

Здесь по предыдущему

$$F d\omega = dn,$$

а

$$\int dn = \nu.$$

Таким образом, получим:

$$H = - \nu \ln(\nu A^3) + \frac{1}{\omega_0^2} \int \omega^2 dn.$$

По определению средней квадратичной

$$\bar{\omega}^2 = \frac{1}{\nu} \int \omega^2 dn,$$

отсюда

$$\int \omega^2 dn = \nu \bar{\omega}^2.$$

Окончательно получаем:

$$H = - \nu \ln(\nu A^3) + \nu \frac{\bar{\omega}^2}{\omega_0^2}.$$

или

$$H = - \nu \left[\ln(\nu A^3) - \frac{\bar{\omega}^2}{\omega_0^2} \right].$$

Подставляя в эту формулу зависимость (i) между $\bar{\omega}^2$ и ω_0^2 , полученную в этом же параграфе, находим, что

$$H = - \nu \left[\ln(\nu A^3) - \frac{3}{2} \right],$$

и после подстановки значения для A из (g) получаем:

$$H = - \nu \left[\ln \frac{\nu}{\omega_0^3 \pi \sqrt{\pi}} - \frac{3}{2} \right].$$

В скобках вместо ν в числителе можно поставить в знаменатель v , помня, что между этими величинами существует обратная зависимость. Далее, на основании (k) наиболее вероятная скорость ω_0 прямо пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры. Все остальные величины, стоящие в скобках, — постоянные, не зависящие от T и v . Таким образом, функцию H можно представить в виде

$$H = \nu \left[\ln(v T^{\frac{3}{2}}) + \text{const} \right]. \quad (x)$$

Найдем теперь для сравнения выражение энтропии для единицы объема идеального газа. Для 1 моля име ем по (5-16):

$$\mu s = \mu c_v \ln T + \mu AR \ln v + \text{const}.$$

Для получения выражения энтропии единицы объема делим все уравнения на объем моля μv . Получаем:

$$s_{M^3} = \frac{\mu s}{\mu v} = \frac{\mu c_v}{\mu v} \ln T + \frac{\mu AR}{\mu v} \ln v + \text{const}$$

и, вынося за скобки выражение $\frac{\mu AR}{\mu v}$, находим:

$$s_{M^3} = \frac{\mu AR}{\mu v} \left(\frac{\mu c_v}{\mu AR} \ln T + \ln v + \text{const} \right).$$

Принимая во внимание, что для идеального одноатомного газа

$$\mu c_v \approx 3 \text{ ккал/моль град}$$

и вообще

$$\mu AR = 2 \text{ ккал/моль град},$$

получаем:

$$s_{M^3} = \frac{\mu AR}{\mu v} \left[\ln(v T^{\frac{3}{2}}) + \text{const} \right]. \quad (y)$$

Сравнивая выражения (x) и (y), не считаясь с постоянными, получаем:

$$s_{M^3} = H \frac{\mu AR}{\nu \mu v} = H \frac{\mu AR}{N},$$

откуда

$$s_{M^3} = kH.$$

Ввиду аддитивности энтропии полученное соотношение справедливо не только для 1 м³, но и для любого количества газа.

Подставляя значение для H из формулы (t), получаем окончательно зависимость $s = f(p)$:

$$s = k \ln p + \text{const}. \quad (5-60)$$

т. е. здесь получен из общего рассмотрения закона распределения скоростей тот же результат, что и в предыдущем параграфе из частотного примера, а именно:

энтропия газа есть функция или, как говорят, мера вероятности состояния.

Эта зависимость, дающая связь энтропии с поведением молекул, и представляет собой физический смысл энтропии.

5-15. НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ И ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ. «ТЕПЛОВАЯ СМЕРТЬ»

Понятие вероятности состояния дает возможность объяснить с точки зрения поведения молекул ряд положений, установленных ранее.

Так, равновесное состояние теперь можно отождествить с таким, вероятность которого максимальна, т. е. с имеющим равномерное распределение молекул по объему и максвелловское распределение скоростей. Наоборот, неравновесное состояние газа имеет малую вероятность. Следовательно, газ, находящийся в неравновесном состоянии, будет стремиться всегда придти в равновесное состояние, так как последнему соответствует наибольшая вероятность.

Понятным становится с этой точки зрения, почему только равновесные процессы обратимы. Действительно, равновесный процесс проходит через ряд равновесных состояний, т. е. состояний, обладающих наибольшей вероятностью. Если теперь процесс провести обратно, то представится возможность пройти через те же состояния как наиболее вероятные, если при этом вести процесс так медленно, чтобы такие состояния успевали устанавливаться. Если же прямой процесс пройдет через состояния малой вероятности, т. е. неравновесные, то трудно ожидать, чтобы в результате теплового движения молекул именно эти состояния снова повторились в обратном порядке, хотя принципиально это и не исключается. Вероятность этого настолько ничтожна, что превращается в практическую невозможность, что мы и видели на ряде примеров. Отсюда с точки зрения структуры газа необратимыми процессами нужно было бы назвать такие, обращение которых чрезвычайно мало вероятно.

И второй закон термодинамики, который с эмпирической точки зрения в *категорической* форме утверждает необратимость самопроизвольных процессов, теперь с точки зрения поведения молекул можно формулировать так, как это сделал Больцман, который более осторожно утверждает, что в окружающих нас земных условиях *все явления идут от состояний меньшей вероятности к состояниям большей вероятности*. Эта формулировка, которая в противоположность эмпирической устанавливает *статистический характер* второго закона термодинамики, объясняет причину направленности некоторых процессов в земных условиях и допускает возможность иного направления

тех же процессов в случае изменения этих условий.

Рассмотрим с точки зрения поведения молекул те случаи, которые «запрещал» второй закон термодинамики в его эмпирической формулировке.

Вернемся прежде всего к газу, находящемуся в одной половине сосуда и отделенному перегородкой от второй половины. Если перегородку вынуть, то газ «сам по себе» займет весь объем; вероятность же того, что все молекулы газа соберутся «сами по себе» в первой половине, как мы видели ранее, в 2^n раз меньше, чем вероятность предыдущего состояния. Так как n — число молекул, которое чрезвычайно велико, то и вероятность самопроизвольного сжатия ничтожно мала. Следовательно, обращение описанного процесса принципиально возможно, так как вероятность его не нуль, но все же эта вероятность настолько мала, что равносильна практической невозможности.

То же нужно сказать и о самопроизвольном превращении тепловой энергии в механическую. При максвелловском распределении скоростей все направления равновероятны и естественно ожидать, что сосуд с газом, о котором шла речь в § 5-1, не поднимется «сам по себе», т. е. не произойдет самопроизвольного превращения тепловой энергии в механическую. Это основано на чрезвычайно малой вероятности того, что скорости молекул могут принять такое направление, при котором заметно большее, чем обычно, число молекул ударит в верхнюю крышку сосуда; возможность этого тем не менее не исключена, так как для такого состояния опять вероятность не есть нуль.

Не сможем мы наблюдать и перехода тепла от более холодного тела к более горячему, хотя при наличии и в том и в другом теле молекул со значениями скоростей от нуля до самых высоких могло бы случиться, что более «горячие» молекулы холодного тела передадут при столкновении часть своей энергии «холодным» молекулам горячего тела. Если бы это произошло, то температура горячего тела поднялась бы, а у холодного понизилась, т. е. имел бы место самопроизвольный процесс перехода тепла от холодного тела к горячему. Так как число молекул, годных для подобного обмена энергией, в том и другом теле мало, то вероятность этого случая ничтожно мала. Гораздо увереннее можно ожидать обратного процесса, так как число подходящих для этого обмена молекул в обо-

их телах очень велико. Таким образом и в этом случае процесс самопроизвольного перехода тепла от холодного тела к горячему не столько невозможен, как это утверждает второй закон термодинамики в своей эмпирической формулировке, сколько маловероятен, и настолько мало, что вероятность опять переходит в практическую невозможность.

О количественной стороне этих соотношений можно судить по следующему примеру.

Пусть имеются два тела с температурой одного 301°K и другого 300°K . Нормально мы будем наблюдать переход тепла от первого ко второму. Подсчет показывает, что если в течение определенного промежутка времени от первого тела переходит ко второму 1 эрг тепла, то на $1000^{10^{10}}$ случаев может произойти один, при котором не совершится переход в нормальном направлении. Число это настолько велико, что если для написания одной цифры требуется 3 мм , то для этого числа потребуется полоса бумаги длиной $30\,000 \text{ км}$.

Однако, не во всех случаях получается подобный результат. Если такой же подсчет произвести для количества тепла $12 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$, т. е. для чрезвычайно малого количества, то уже из 37 наблюдений в 10 случаях не будет иметь места обычный переход от горячего тела к холодному.

Все то же самое можно было бы сказать и об остальных самопроизвольных процессах — растворении, смешении. Обратное разделение в этом случае чрезвычайно маловероятно, в то время как прямой процесс идет самопроизвольно, т. е. в направлении к большей вероятности.

Таким образом, рассмотрение процессов в газах с точки зрения направления их протекания показывает, что легкость протекания их в одном направлении и трудность в обратном объясняются молекулярно-кинетической природой материи. При громадном количестве молекул и полной хаотичности их движения *практически* самопроизвольные процессы необратимы.

С этой точки зрения является понятным рост энтропии системы, в которой имеют место необратимые процессы. Так как в окружающей нас природе все процессы протекают таким образом, что вероятность состояния возрастает, то возрастает и энтропия, которая является прямой функцией вероятности. Уменьшение энтропии системы, таким образом, хотя и возможно, но практически мало вероятно, поскольку мы имеем дело с телами,

состоящими из большого числа молекул, и наши наблюдения относятся к сравнительно ограниченному промежутку времени. В отношении же систем, состоящих из сравнительно малого числа молекул, отступления от этого закона могут наблюдаться достаточно часто.

Последнее убедительно доказывают работы Смолуховского. Если рассматривать газ в объеме 1 см^3 , то, как показывают сделанные им подсчеты, можно ожидать, что удастся заметить отступление в 1% от равномерной плотности газа, лишь если наблюдать газ в течение громадного периода времени, равного $10^{10^{14}}$ лет. Но если взять очень малое количество газа, например, содержащееся в кубике, сторона которого равна $0,2 \text{ микрона}$, то такие отступления будут происходить очень часто, примерно миллиард раз в секунду.

Наконец, при помощи рассмотрения явлений с молекулярно-кинетической точки зрения становится понятными характер и роль дополнительных процессов, которые необходимы для того, чтобы те процессы, которые мы назвали самопроизвольными, могли протекать в обратном направлении. Так, в § 5-1 было установлено, что такие процессы, как переход тепла в работу, переход тепла от холодного тела к горячему, сжатие газа, могут произойти только в том случае, если параллельно им будет протекать еще и другие процессы. Было установлено, что параллельно первому из них должен протекать процесс перехода тепла от горячего тела к холодному, для второго и третьего необходима затрата работы, т. е. превращение механической энергии в тепловую.

Рассматривая с точки зрения направления первые процессы, которые вследствие того, что они не могут протекать самостоятельно, мы назвали несамопроизвольными, мы видим, что по своему характеру это суть процессы с направлением от состояния более вероятного к состоянию менее вероятному.

В окружающей нас природе такие процессы, отдельно взятые, практически невозможны, и поэтому мы их не наблюдаем. Дополнительные процессы же, как можно видеть из их рассмотрения, это процессы, идущие от состояний менее вероятных к более вероятным. Если они протекают одновременно с первыми, то этим они как бы компенсируют их, и те становятся возможными, если общая вероятность системы по крайней мере не уменьшается.

В этом смысле дополнительные процессы

называют также *компенсирующими процессами*.

Все изложенное выше показывает, что второй закон термодинамики, введенный в науку как закон эмпирический, вместе с тем прямо вытекает из молекулярно-кинетической природы материи. Вследствие этого второй закон приобретает ту общность, которую нельзя было доказать на основании хотя бы и большого числа отдельных опытных данных. При этом, правда, формулировка его теряет свой абсолютный характер, однако возможные «нарушения», по крайней мере в доступных нам земных масштабах, ограничиваются явлениями, в которых участвует лишь небольшое количество молекул. Поэтому можно сказать наперед, что

всякие попытки найти какие-либо явления, скрывшиеся от наблюдений и могущие нарушить этот закон в применении к технике, заранее обречены на неудачу.

Вот почему бесплодны также попытки построить машину, противоречащую второму закону термодинамики, или, как ее называют, *perpetuum mobile* второго рода.

В § 5-12 было установлено, что в замкнутой системе, в которой происходят необратимые процессы, увеличивается энтропия.

Рассматривая вселенную как изолированную систему, в которой все процессы необратимы, Клаузиус пришел к выводу, что энтропия вселенной все время увеличивается. Своего максимального значения она достигнет тогда, когда прекратятся всякие тепловые процессы, т. е. когда температуры всех тел сравняются, достигнув при этом очень низких значений. Тогда должна, по его мнению, прекратиться всякая жизнь на земле, т. е. наступить «конец мира» или «тепловая смерть».

Этому моменту противопоставляется то состояние вселенной, когда энтропия была равна некоторому наименьшему значению. Разность температур, существовавшая тогда во вселенной, имела наибольшее значение. Это состояние якобы можно принять за начало мирового процесса.

Так при помощи второго закона термодинамики некоторыми делаются попытки доказать «сотворение мира».

Против выводов Клаузиуса можно выставить ряд возражений. Прежде всего даже с формальной точки зрения нельзя признать закономерным распространение свойств изоли-

рованной системы на вселенную, которая безгранична. Кроме того, нам неизвестно, как протекают процессы за пределами земных масштабов, где материя очень разрежена и молекулы вследствие низких температур движутся с очень малыми скоростями.

С другой стороны, рассмотрение процессов с точки зрения молекулярно-кинетической теории показывает, что рост энтропии в обычных условиях не является обязательным, а только весьма вероятным результатом протекания процессов. Отсюда устанавливается принципиальная возможность уменьшения энтропии в системе, если в ней будут происходить процессы, сопровождающиеся уменьшением вероятности. Мы видели, что в явлениях микроскопического мира, где участвует очень мало молекул, эти явления достаточно часты. Так же часты они могут быть в огромных пространствах вселенной, состояние материи в которой резко отлично от того, что мы имеем в земных масштабах.

Эти соображения теоретического характера дают возможность предполагать наличие во вселенной самопроизвольных процессов, протекающих с уменьшением вероятности, т. е. с уменьшением энтропии. Живая мысль не может примириться с теорией «тепловой смерти», противоречащей современному научному мировоззрению, и занята отысканием этих процессов. Нернст по этому поводу говорит: «представление, что все, происходящее на свете, началось, так сказать, в один определенный день и к определенному же дню окончательно прекратится, является до такой степени невероятным, что всякую теорию, которая с необходимостью ведет к этому следствию, мы должны считать в высшей степени невероятной и поэтому несовершенной».

До настоящего времени наука не может с уверенностью назвать такие самопроизвольные процессы, которые компенсировали бы увеличение энтропии, происходящее на наших глазах. Однако, имеется предположение, что открытые физиком Миликеном космические лучи являются вестниками таких процессов, происходящих в отдельных областях вселенной. Если это подтвердится, то идея компенсации процессов, сопровождающихся возрастанием энтропии, получит свое опытное подтверждение. Это будет свидетельствовать о цикличности всего происходящего во вселенной в противовес реакционной точке зрения, утверждающей однократное существование вселенной с определенным началом и определенным концом.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ПРИЛОЖЕНИЕ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ
К ХИМИЧЕСКИМ РЕАКЦИЯМ

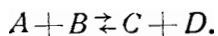
6-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Кроме теплотехники второй закон термодинамики находит значительное применение в химии. Здесь он используется в первую очередь для решения задач, связанных с протеканием химических реакций.

В различных областях промышленности химические реакции являются методом получения тех или иных веществ, для чего используется или соединение исходных веществ или разложение того или иного отдельного вещества. При этом разрабатывают технологию получения новых веществ, в основу которой и кладут соответствующую химическую реакцию. Определяющим моментом в оценке эффективности технологического процесса получения данной продукции является количество ее, которое получается в результате реакции.

Теоретический подсчет выхода новой продукции из реакции и является одним из предметов изучения химической термодинамики.

Механизм химической реакции в элементарном виде можно себе представить так. Молекулы взятых веществ при столкновениях между собой приходят во взаимодействие, при этом исходные молекулы разрушаются, а новые создаются. Новые молекулы также взаимодействуют между собой и могут при этом разрушаться с образованием исходных молекул. Таким образом, реакция идет, как говорят, в *обоих направлениях*. Когда хотят это показать, реакцию записывают так:



Здесь A, B —исходные вещества; C, D —вновь образовавшиеся.

Так как обстоятельства, благоприятные для протекания реакции в том и другом направлении, различны, то можно ставить вопрос о *скоростях* протекания реакций в обоих направлениях. Вероятность образования новых веществ или восстановления старых зависит от количеств участвующих в реакции веществ на единицу объема, иначе говоря, от их *концентраций*. Концентрацию чаще всего определяют числом молей вещества в единице объема.

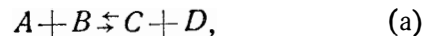
Так как в начале реакции концентрация взятых веществ высока, скорость реакции в направлении получения новых веществ выше, чем в обратном, и реакция идет слева напра-

во; по мере уменьшения концентрации взятых веществ и увеличения концентрации новых скорость первой реакции уменьшается, а второй увеличивается. Когда эти скорости сравниваются, наступает *химическое равновесие*, которое, как видно из сказанного, имеет *динамический* характер: при нем процесс не прекращается, а происходит одинаково интенсивно в обоих направлениях. К концу реакции получается смесь из взятых и вновь образовавшихся веществ в определенных концентрациях тех и других. Добавлением исходных или удалением образовавшихся веществ можно направить реакцию в желательном направлении. Реакции, протекающие описанным образом, называют *химически обратимыми*. (Не следует эту обратимость смешивать с термодинамической обратимостью, о которой мы говорили раньше и о которой речь еще будет впереди).

В некоторых реакциях скорость реакции в одном направлении несоизмеримо больше, чем скорость реакции в другом направлении. При этом может случиться так, что взятые исходные вещества израсходуются до конца с образованием нового вещества. О таких реакциях говорят, что равновесие у них лежит далеко справа. Принципиально реакция идет и в обратном направлении, но образующихся от этого первоначальных веществ так мало, что практически с ними можно не считаться. О таких реакциях говорят, что они *химически необратимы*.

Для того, чтобы всему сказанному придать математический вид, рассмотрим для простоты реакцию, идущую в однородной или, как ее называют, в *гомогенной системе*, т. е. такой, свойства которой по всей массе одинаковы (например, жидкость, или газ, или раствор). Как видно, гомогенная система характеризуется отсутствием поверхности раздела. В отличие от гомогенных различают *гетерогенные системы* (например, твердое тело—жидкость, твердое тело—газ; в гетерогенной системе отдельная гомогенная область называется *фазой*).

Пусть имеется реакция



причем концентрация каждого из веществ есть C_A, C_B, C_C, C_D .

В начальный момент равновесия нет и взятые концентрации — это *неравновесные концентрации*.

Скорость химической реакции в целом измеряется изменением концентрации реагирующих веществ в единицу времени:

$$v = \frac{dC}{dt},$$

где v — мгновенная скорость химической реакции.

Так как между количествами реагирующих веществ имеются вполне определенные соотношения, определяемые их молекулярными весами, то о скорости реакции можно судить по изменению концентрации каждого из участвующих веществ.

Что же касается скорости прямой или обратной реакции по отдельности, то из сказанного выше вытекает, что она прямо зависит от концентрации реагирующих веществ. Мгновенная скорость v_1 реакции, идущей в направлении образования веществ C и D , т. е. скорости реакции, идущей слева направо, составляет:

$$v_1 = K_1 C_A C_B.$$

Здесь K_1 — коэффициент пропорциональности. Скорость обратной реакции, идущей в направлении распада веществ C и D и образования веществ A и B , т. е. реакции, идущей справа налево, составит:

$$v_2 = K_2 C_C C_D,$$

где K_2 — коэффициент пропорциональности этой реакции.

При установлении равновесия $v_1 = v_2$, если значения концентраций в этот момент соответственно c_A, c_B, c_C, c_D (равновесные концентрации), то для момента равновесия

$$K_1 c_A c_B = K_2 c_C c_D \text{ или } \frac{K_2}{K_1} = \frac{c_A c_B}{c_C c_D}.$$

Это отношение обозначают буквой K .¹

Таким образом,

$$K = \frac{c_A c_B}{c_C c_D}.$$

Знание свойств этой величины и ее значений для различных условий имеет существенное значение для технологии получения многих продуктов, так как по значению K и значениям концентраций исходных продуктов можно оценить выход новых продуктов в тех или иных реакциях. В частности,

¹ Некоторые авторы этой буквой обозначают обратное отношение.

знание значений K позволяет вычислить состав продуктов сгорания в тех случаях, когда реакция горения идет не до конца, как мы считали в § 1-4, а когда одновременно происходит и разложение продуктов реакции (диссоциация).

Законы термодинамики дают возможность подойти теоретическим путем к установлению значения величины K . Для этого, однако, надо найти способ такого проведения реакции, который обеспечил бы возможность применения термодинамических зависимостей. Очевидно, что для этого реакция должна протекать обратимо с *термодинамической* точки зрения. Такая реакция должна быть составленной из бесконечного множества состояний химического равновесия, для чего концентрации реагирующих веществ должны в продолжение реакции бесконечно мало отличаться от концентраций, соответствующих состоянию равновесия; это дало бы возможность провести реакцию в обратном направлении через все стадии прямой реакции. Такая реакция должна протекать бесконечно медленно; при ее проведении должны отсутствовать трение, теплопроводность.

Таковы условия термодинамической обратимости реакций. Способ осуществления таких реакций был указан Вант-Гоффом и излагается далее.

6-2. ХИМИЧЕСКОЕ СРОДСТВО. ПОЛЕЗНАЯ РАБОТА РЕАКЦИИ

Уравнение первого закона термодинамики дает возможность судить об использовании внутренней, в том числе и химической, энергии системы при протекании реакций:

$$\delta U^* := Q^* + AW^*. \quad (6-1')$$

Из уравнения (6-1'), видно, что δU^* может различным образом распределяться между слагаемыми правой части в зависимости от характера протекания реакции. Это будет зависеть от наличия необратимых явлений в реакции. Если они совсем отсутствуют, то наибольшая часть δU^* перейдет в работу и минимальная часть выделится в виде тепла.

Наоборот, если реакция происходит при наибольших потерях на необратимые явления, то максимальная часть выделяется в виде тепла и минимальная идет на работу, в этом случае — на работу расширения.

Если работу W^* разбить на работу расширения W и полезную работу W_0 , то уравнение (6-1') примет вид:

$$\delta U^* := Q^* + AW_0 + AW. \quad (6-1)$$

Уравнение (6-1) в первую очередь мы будем применять к термодинамически обратимым реакциям и в этом случае полезную работу W_0 называть *максимальной (полезной) работой*.

О взаимодействии данных веществ в реакции между собой или, как говорят, об их *химическом родстве*, по предложению Вант-Гоффа судят по величине максимальной работы W_0 в данной реакции.

Для вычисления максимальной работы реакции вводят две специальные функции. Познакомимся с ними.

Уравнение (5-17) для термодинамически обратимого процесса напишется в обозначениях этой и четвертой глав так:

$$dS = -\frac{dQ^*}{T} \quad (a)$$

(знак минус получился потому, что согласно договоренности о правиле знаков подведенное тепло в уравнениях с химическими реакциями имеет знак —).

Рассматривая изохорно-изотермическую или изобарно-изотермическую реакции, уравнению (5-17) можно придать такой вид:

$$\Delta S = -\frac{Q^*}{T}. \quad (b)$$

Здесь ΔS — изменение энтропии системы в результате реакции.

Если подставить в уравнение для ΔS значение Q^* из уравнения (6-1') первого закона термодинамики, то получим:

$$\Delta S = \frac{AW^* - \delta U^*}{T}. \quad (c)$$

Отсюда

$$AW^* = T\Delta S + \delta U^* \quad (d)$$

или

$$AW^* = T(S_2 - S_1) + (U_1^* - U_2^*). \quad (e)$$

Для обратимой изохорно-изотермической реакции, в которой работа расширения отсутствует, W^* равно максимальной полезной работе W_0 ; очевидно, теперь вместо (e) можно написать:

$$AW_{0v} = T(S_2 - S_1) + U_1^* - U_2^*.$$

Сгруппируем члены так:

$$AW_{0v} = (U_1^* - TS_1) - (U_2^* - TS_2).$$

При ближайшем рассмотрении каждой из скобок замечаем, что выражение $U^* - TS$ состоит из параметров состояния и поэтому само является функцией состояния; обозначим:

$$U^* - TS = F. \quad (6-2)$$

Тогда

$$AW_{0v} = F_1 - F_2. \quad (6-3)$$

Функция F характеризует некоторую часть внутренней энергии системы и именно ту, которая может переходить в полезную работу; эту часть внутренней энергии называют *свободной внутренней энергией* или просто *свободной энергией*; если для начального состояния ее значение F_1 , а для конечного F_2 , то разность этих значений в изохорно-изотермической реакции дает максимальную (полезную) работу реакции; следовательно, для данной реакции она является *потенциалом* аналогично тому, как для адиабатического процесса является функция u .

Для изобарно-изотермического процесса ($p = \text{const}$, $T = \text{const}$) функцию с такими признаками найдем из следующих соображений; на основании определения имеем:

$$W^* = W_{0p} + p(V_2 - V_1). \quad (6-4)$$

Здесь первый член в правой части это максимальная (полезная) работа химической реакции (например, электрическая энергия, вырабатываемая в гальваническом элементе), а второй — работа расширения, совершаемая при протекании реакции; подставляя в (e), получаем:

$$AW_{0p} + Ap(V_2 - V_1) = (U_1^* - TS_1) - (U_2^* - TS_2) \\ \text{или} \\ AW_{0p} = (U_1^* + ApV_1 - TS_1) - (U_2^* + ApV_2 - TS_2).$$

Помня, что

$$U^* + ApV = I^*, \quad (6-5)$$

получаем:

$$AW_{0p} = (I_1^* - TS_1) - (I_2^* - TS_2).$$

Рассматривая каждую из скобок, замечаем что выражение $I^* - TS$ состоит из параметров состояния и поэтому само является функцией состояния; обозначим:

$$I^* - TS = Z. \quad (6-6)$$

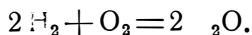
Тогда

$$AW_{0p} = Z_1 - Z_2. \quad (6-7)$$

Согласно уравнению (6-6) функция Z характеризует некоторую часть теплосодержания системы и именно ту, которая может при постоянном давлении переходить в полезную работу; поэтому эту часть теплосодержания системы называют *термодинамическим потенциалом системы*; если для начального состояния ее значение Z_1 , а для конечного Z_2 , то разность этих значений дает максимальную (полезную) работу химической реакции в рассматриваемых условиях $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$; следовательно, для данной реакции она является *потенциалом*, аналогично функции F для реакций с $v = \text{const}$ и $T = \text{const}$ и функции u для процессов с $s = \text{const}$.

6-3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ОБРАТИМОСТЬ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ. ЯЩИК ВАНТ-ГОФФА. ЗАКОН ДЕЙСТВУЮЩИХ МАСС

Химическая реакция, если она протекает так, что система не совершает максимальной (полезной) работы, будет термодинамически необратима, аналогично, например, процессу перехода тепла от горячего источника к холодному, который будет необратим, если он произошел без совершения максимально возможной в рассмотренных условиях работы. Для примера обратимся к реакциям горения и, в частности, к горению водорода по уравнению



Если при определенных условиях смешать 2 моля водорода с 1 молем кислорода при $p = \text{const}$, произойдет химическая реакция горения образованием 2 моль водяного пара; при этом вследствие изменения числа молей получится работа расширения (в данном случае она будет отрицательной, так как число молей уменьшается), которую внешняя среда совершает над системой; никакой полезной работы система не произведет. Обратный переход продуктов горения в H_2 и O_2 по пути прямого процесса невозможен и потому процесс горения H_2 и O_2 термодинамически необратим. Возможность обратного разложения воды электролитическим путем не дает основания признать реакцию горения H_2 обратимой, так как при электролизе расходуется электрическая энергия (полезная), которая в прямом процессе получена не была.

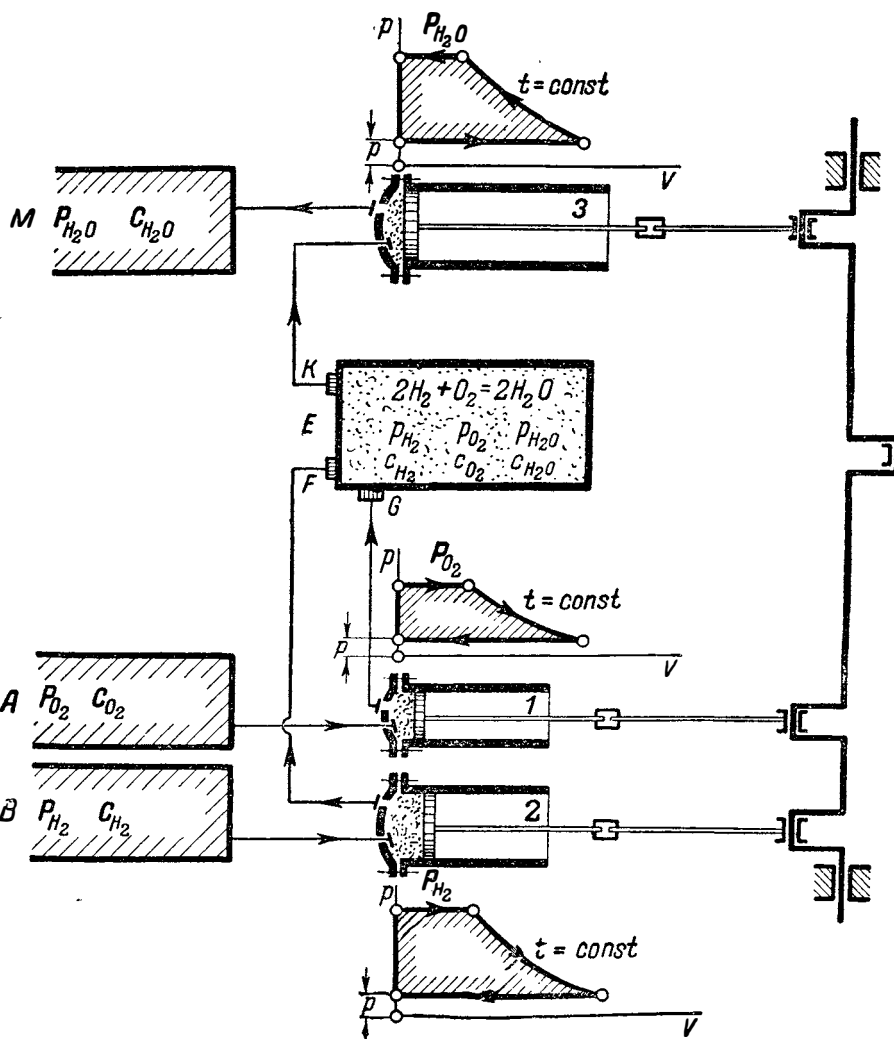
Для установления предельных соотношений в реакции необходимо провести ее тер-

модинамически обратимо. Практически это невозможно (не существует гальванического элемента с электродами водород и кислород), однако можно представить себе мысленно механизм, который позволил бы такую термодинамически обратимую реакцию провести. Его предложил голландский физико-химик Вант-Гофф.

Пусть имеются три сосуда: B , A и M (фиг. 6-1), в которых находятся соответственно газы H_2 , O_2 и H_2O при одинаковой температуре; давления газов P_{H_2} , P_{O_2} и $P_{\text{H}_2\text{O}}$ и температура в каждом все время поддерживаются постоянными. Неравновесные концентрации их пусть будут C_{H_2} , C_{O} , $C_{\text{H}_2\text{O}}$.

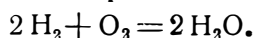
Реакция происходит так.

Из резервуаров B и A вещества H_2 и O_2 , предназначенные для вступления в реакцию,



Фиг. 6-1.

в эквивалентных количествах поступают в цилиндры двигателей 1 и 2, которые газы заполняют при своих давлениях P_{H_2} и P_{O_2} , существующих в исходных резервуарах; когда заполнение эквивалентными количествами заканчивается, закрываются впускные клапаны и происходит изотермическое расширение H_2 и O_2 до тех пор, пока концентрации не станут равными c_{H_2} и c_{O_2} , при этом газы H_2 и O_2 совершают работу, передаваемую на общий вал двигателей; когда расширение заканчивается, открываются выпускные клапаны двигателей и H_2 и O_2 начинают поступать в сосуд E (ящик Вант-Гоффа), в котором находятся в равновесном состоянии H_2 , O_2 и H_2O при концентрациях c_{H_2} , c_{O_2} , c_{H_2O} и парциальных давлениях P_{H_2} , P_{O_2} , P_{H_2O} , соответствующих равновесному состоянию. Газы поступают в ящик через полупроницаемые перегородки F и G , т. е. такие, каждая из которых пропускает только один газ: перегородка F пропускает только H_2 , перегородка G — только O_2 . При поступлении H_2 и O_2 в ящик концентрации их будут стремиться увеличиться в сравнении с состоянием равновесия, и H_2 и O_2 будут вступать в реакцию с образованием H_2O , который через полупроницаемую перегородку K , пропускающую только H_2O , будет выходить в цилиндр компрессора 3. Таким образом, при медленной работе установки в ящике Вант-Гоффа концентрации веществ H_2 и O_2 будут все время оставаться равными равновесным концентрациям (или, точнее, отличаться от них на бесконечно малую величину). Продукт реакции H_2O поступает в цилиндр компрессора, вал которого связан с валом двигателя. После того как эквивалентное количество H_2O поступило в компрессор, его всасывающий клапан закрывается и компрессор сжимает H_2O до тех пор, пока не достигнет концентрации C_{H_2O} , существующей в резервуаре M , в котором содержится H_2O ; в этот момент резервуар открывается и в него компрессор нагнетает очередное количество H_2O , получившееся в результате реакции. В промежутках, когда цилиндр закрыт, продукты реакции накапливаются в резервуарах, соединяющих ящик с компрессором. Так непрерывно происходит в ящике Вант-Гоффа обратимая реакция горения водорода



Алгебраическая сумма работ двигателей 1, 2 и компрессора 3 является максимальной по-

лезной работой реакции, так как все процессы, при помощи которых реакция проведена, а именно изотермическое расширение, соединение H_2 и O_2 в H_2O при концентрациях, отличающихся от равновесных на бесконечно малую величину, являются обратимыми, а следовательно, и вся реакция будет термодинамически обратимой. Обратное проведение реакции возможно, если направить H_2O в ящик Вант-Гоффа: в этом случае компрессор 3 будет играть роль двигателя, а двигатели 1 и 2 — роль компрессоров.

В описанной реакции максимальная (полезная) работа реакции получается в виде чисто механической работы (а не электрической, как в гальваническом элементе). Определим величину этой работы.

Работу двух молей газа H_2 можно подсчитать так.

1. Работа заполнения цилиндра равна работе силы $P_{H_2} f_1$ на пути s_1 , где P_{H_2} — давление газа H_2 в резервуаре; f_1 — площадь поперечного сечения цилиндра двигателя, а s_1 — путь, пройденный поршнем при заполнении цилиндра двумя молями H_2 . Эта работа составит:

$$W''_{H_2} = P_{H_2} f_1 s_1 = P_{H_2} V_1,$$

где V_1 — объем двух молей H_2 при взятых условиях.

2. Работу изотермического расширения H_2 в цилиндре можно подсчитать по формуле (3-44), если в ней заменить отношение объемов соответствующим отношением давлений:

$$W''_{H_2} = 2 \mu RT \ln \frac{P_{H_2}}{P_{H_2}} \dots$$

3. Работа выталкивания H_2 из цилиндра — это работа постоянной силы p_{H_2} ; она подсчитывается, как и работа расширения, и составляет:

$$W''_{H_2} = -p_{H_2} V_2.$$

Здесь V_2 — объем двух молей газа H_2 при давлении p_{H_2} . Полезная работа H_2 представляет собой алгебраическую сумму найденных работ:

$$W_{H_2} = P_{H_2} V_1 + 2 \mu RT \ln \frac{P_{H_2}}{P_{H_2}} - p_{H_2} V_2.$$

Так как процесс — изотермический, то

$$P_{H_2} V_1 = p_{H_2} V_2$$

и

$$W_{H_2} = 2 \mu RT \ln \frac{P_{H_2}}{P_{H_2}} = \mu RT \ln \left(\frac{P_{H_2}}{P_{H_2}} \right)^2. \quad (a)$$

Отношение давлений можно заменить отношением концентраций.

Действительно, уравнение Клапейрона для k молей газа

$$PV = k \mu RT$$

можно представить так:

$$P = \frac{k}{V} \mu RT = C \mu RT.$$

Так как произведение одинакового для всех газов значения молярной газовой постоянной μR на постоянную в реакции температуру постоянно, то давление P пропорционально концентрации C . Поэтому уравнение (а) можно записать так:

$$W_{H_2} = \mu RT \ln \left(\frac{C_{H_2}}{c_{H_2}} \right)^2. \quad (b)$$

Аналогичным образом получаем полезную работу O_2 в цилиндре 1:

$$W_{O_2} = \mu RT \ln \frac{C_{O_2}}{c_{O_2}}. \quad (c)$$

Работа, затраченная на перевод двух молей H_2O из ящика в резервуар M , из тех же соображений составит:

$$W_{H_2O} = -\mu RT \ln \left(\frac{C_{H_2O}}{c_{H_2O}} \right)^2 \quad (d)$$

(знак — стоит потому, что это работа, совершенная над газом).

Отсюда полезная работа реакции горения двух молей H_2 составит:

$$W_0 = W_{H_2} + W_{O_2} + W_{H_2O},$$

$$W_0 = \mu RT \left[\ln \frac{C_{H_2}}{c_{H_2}} + \ln \frac{C_{O_2}}{c_{O_2}} - \ln \frac{C_{H_2O}^2}{c_{H_2O}^2} \right].$$

Сгруппируем в скобках величины так, чтобы неравновесные и равновесные концентрации были отделены друг от друга:

$$W_0 = \mu RT \left[\ln \frac{C_{H_2}^2 C_{O_2}}{C_{H_2O}^2} - \ln \frac{c_{H_2}^2 c_{O_2}}{c_{H_2O}^2} \right]. \quad (e)$$

В этом уравнении на основании формулы (а) из § 6-1

$$\frac{C_{H_2}^2 C_{O_2}}{C_{H_2O}^2} = K, \quad (6-8)$$

Не меняя состояния газов H_2 , O_2 и H_2O (т. е. начального и конечного состояний, концентраций и температур), мы можем взять какой-либо другой ящик равновесия, с иными, но тоже равновесными концентрациями газов, равными c'_{H_2} , c'_{O_2} и c_{H_2O} , и затем провести реакцию снова совершенно аналогичным об-

разом. Тогда мы получим на основании выражения (е) новое выражение для максимальной (полезной) работы:

$$W'_0 = \mu RT \left[\frac{C_{H_2}^2 C_{O_2}}{C_{H_2O}^2} - \ln \frac{c'^2_{H_2} c'_{O_2}}{c^2_{H_2O}} \right]. \quad (f)$$

В предыдущем параграфе было показано, что значение максимальной работы реакции зависит только от начального и конечного состояний; так как в обеих реакциях они одинаковы (состояния в ящиках A , B и M остались прежними), то и

$$W'_0 = W_0.$$

Из равенства правых частей уравнений (е) и (f) получаем:

$$\frac{c'^2_{H_2} c'_{O_2}}{c^2_{H_2O}} = \frac{C_{H_2}^2 C_{O_2}}{C_{H_2O}^2} = K. \quad (g)$$

Полученный результат показывает, что для любых равновесных концентраций, при которых может происходить реакция, значение K для данной температуры постоянно, т. е.

$$K = \frac{C_{H_2}^2 C_{O_2}}{C_{H_2O}^2} = \text{const}^1. \quad (6-9)$$

Поэтому величина K называется *константой равновесия*.

Постоянство величины K говорит о том, что в момент равновесия, т. е. при видимом окончании реакции для определенных концентраций исходных веществ, концентрация нового вещества, т. е. *выход продукции*, — величина вполне определенная. Это положение известно под названием *закона действующих масс*. Отсюда и видно, какое громадное практическое значение должно иметь знание значений констант равновесия.

В общем виде для реакции $a_1 A_1 + a_2 A_2 + \dots + a_3 A_3 + \dots = a'_1 A'_1 + a'_2 A'_2 + a'_3 A'_3 + \dots$, где a_1, a_2, \dots — эквивалентные по химической формуле числа молей исходных веществ $A_1, A_2, \dots, a'_1, a'_2, \dots$ — такие же числа молей образовавшихся веществ A'_1, A'_2, A'_3, \dots . Первый член уравнения (6-8), стоящий в скобках, запишется так:

$$\ln \frac{C_{A_1}^{a_1} C_{A_2}^{a_2} \dots}{C_{A'_1}^{a'_1} C_{A'_2}^{a'_2} \dots}$$

или так:

$$a_1 \ln C_{A_1} + a_2 \ln C_{A_2} + \dots - a'_1 \ln C_{A'_1} - a'_2 \ln C_{A'_2}$$

¹ См. сноску на стр. 149.

Сокращенно этот член запишем:

$$\sum a_k \ln C_{A_k}.$$

В таком случае уравнение (6-8) принимает вид:

$$W_0 = \mu RT [\sum a_k \ln C_{A_k} - \ln K]. \quad (6-10)$$

Это уравнение называют *уравнением изотермы химической реакции*, так как рассмотренная реакция происходила при постоянной температуре. Оно может в зависимости от обстоятельств относиться к изохорно-изотермической или изобарно-изотермической реакции.

Необходимо отметить, что существует два способа написания константы равновесия: иногда, как в нашем случае, константу равновесия выражают в зависимости от концентраций, а иногда в зависимости от парциальных давлений. Далее надо иметь в виду, что в нашем случае константа равновесия выведена для идеальных газов. Обстоятельства, относящиеся к этому вопросу при участии реальных газов или жидкостей, здесь не рассматриваются.

Уравнение изотермы химической реакции имеет фундаментальное значение в учении о равновесии химических реакций. Анализ его, делаемый в подробных курсах, позволяет судить о направлении реакции для заданных концентраций. С другой стороны, как мы в дальнейшем покажем, это уравнение служит исходным для вычисления константы равновесия.

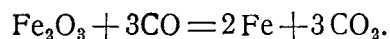
В теплотехнических расчетах выведенные уравнения имеют применение к процессу сгорания. При не особенно высоких температурах константы равновесия имеют такие значения, что реакции горения [уравнение (с) в § 1-4 и уравнение (а) в § 1-4] идут до конца (в этих случаях говорят, что константы равновесия достаточно удалены вправо), т. е. с образованием H_2O и CO_2 при полном израсходовании исходных продуктов. При этом развиваются и соответствующие тепловые эффекты реакций (для H_2O —34 300 ккал/кг и для CO_2 —8 000 ккал/кг). При высоких же температурах (~ выше 1 500°C) и давлениях равновесия смещаются, и реакции до конца не идут; в этом случае имеет место диссоциация H_2O и CO_2 , и в продуктах сгорания кроме этих газов будут и продукты диссоциации, т. е. H_2 , CO , O_2 . Очевидно, и количество выделившегося тепла на 1 кг или 1 моль первоначальных веществ будет иное; оно примет меньшее значение, что отразится

на конечных значениях температуры и давления продуктов сгорания. Таким образом, расчеты по определению состава продуктов сгорания, приведенные в § 1-4, имеют отношение к случаю, когда диссоциация отсутствует. При расчетах, требующих достаточной точности, диссоциация должна быть учтена. Это особенно относится к расчетам в двигателях внутреннего сгорания, где при сгорании имеют место высокие температуры. Эти вопросы подробно рассматриваются в специальных курсах.

Оценивая роль константы равновесия в технологических процессах химической промышленности, можно установить аналогию этой величины, получаемой для реакции, проводимой в ящике Вант-Гоффа, с термическим к. п. д. процесса преобразования тепловой энергии в механическую, проводимого при помощи цикла Карно. Последний, как известно, показывает максимальный «выход» механической энергии из тепловой для заданных в нем условий. Всякие попытки получить больший выход обречены на неудачу, и можно заранее утверждать, что затрата средств на это бессмысленна.

Аналогичным образом нельзя получить в результате реакции больший выход продукции, чем это получается из соотношений, устанавливаемых законами химического равновесия (константой равновесия). Знание ее значений ограждает от затраты времени и средств на бесполезные попытки. В этом отношении поучителен опыт изучения доменных процессов, о которых говорит известный французский химик Ле-Шателье:

«Как известно, восстановление окиси железа окисью углерода в доменной печи идет по уравнению:



Газ, выходящий из трубы, содержит еще значительное количество окиси углерода, вследствие чего много тепла остается неиспользованным. Незаконченность процесса объясняли недостаточной продолжительностью контакта между окисью углерода и рудой; соответственно этому увеличили размеры доменных печей. В Англии стали строить печи высотой в 30 м. Однако, содержание окиси углерода в уходящих газах не уменьшалось. Таким образом, опыт, обошедшийся в несколько сот тысяч франков, показал, что восстановление окиси железа окисью углерода не идет до конца. Зная законы химического

равновесия, можно было бы значительно быстрее и с меньшими расходами прийти к аналитическому выводу».

По свидетельству американских физико-химиков Льюиса и Рендалла¹ еще в течение трети века после высказываний Ле-Шателье было немало примеров напрасной траты труда и средств и задержки дальнейшего развития техники вследствие недостаточного знания основных законов термодинамики.

6-4. УРАВНЕНИЕ ГИБСА-ГЕЛЬМГОЛЬЦА. ТЕПЛОВОЙ ЗАКОН НЕЙНСТА. ТРЕТИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Дальнейшим этапом по пути теоретического вычисления константы равновесия является установление зависимости между полезной максимальной работой и тепловым эффектом реакций, известной под названием *уравнения Гибса-Гельмгольца*.

Найдем при помощи уравнения первого закона термодинамики изменение функции F при переходе системы из одного состояния в другое бесконечно близкое, пока без совершения какой-либо реакции; если внутренняя энергия системы вначале U^* , то убыль ее составит $-dU^*$ (знак минус получился потому, что под дифференциалом понимают разность последующего и предыдущего значения величины, а убыль — есть обратная разность); работа расширения по (3-4) составит:

$$dW = pdV$$

и уравнение первого закона термодинамики запишется так:

$$-dU^* = dQ^* + ApdV; \quad (a)$$

подставляя сюда вместо dQ^* его значение (a) из § 6-2, получаем:

$$-dU^* = -TdS + ApdV. \quad (b)$$

Продифференцируем уравнение (6-2) свободной энергии

$$dF = dU^* - TdS - SdT.$$

Подставляем сюда значение dU^* из уравнения (b):

$$dF = -ApdV - SdT. \quad (c)$$

С другой стороны, изменение функции F как параметра состояния, зависящего от переменных V и T , можно написать так:

$$dF = \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T dV + \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V dT. \quad (d)$$

Сравнивая это уравнение с уравнением (c), находим:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -Ap \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -S. \quad (e)$$

На основании полученного параметра F , определяемого уравнением (6-2), можно придать такой вид:

$$F = U^* + T \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V. \quad (6-11)$$

Если теперь взять начальное и конечное состояния системы, в которой происходит химическая реакция, то для каждого из них можно написать:

$$F_1 = U^*_1 + T \left(\frac{\partial F_1}{\partial T}\right)_V,$$

$$F_2 = U^*_2 + T \left(\frac{\partial F_2}{\partial T}\right)_V.$$

Вычитая почленно и предполагая начальный и конечный объемы одинаковыми, получаем:

$$F_1 - F_2 = U^*_1 - U^*_2 + T \left[\frac{\partial}{\partial T} (F_1 - F_2) \right]_V. \quad (f)$$

Убыль функции F представляет собой по уравнению (6-3) максимальную полезную работу W_{0V} термодинамически обратимой реакции при постоянных объеме и температуре; выражение для убыли внутренней энергии системы, входящее в уравнение (f), дает тепловой эффект *необратимой* реакции при $v = \text{const}$; поэтому полученное уравнение (f) можно записать так:

$$AW_{0V} = Q_V + AT \left[\frac{\partial W_{0V}}{\partial T} \right]_V. \quad (6-12')$$

Идя таким же путем, но пользуясь функцией Z , можно для изобарно-изотермической реакции получить:

$$AW_{0p} = Q_p + AT \left[\frac{\partial W_{0p}}{\partial T} \right]_p. \quad (6-12'')$$

Относя каждое из уравнений (6-12') и (6-12'') к соответствующей реакции с принадлежащими ему значками p и V , можно объединить их в одно уравнение, написанное без значков:

$$AW_0 = Q + AT \frac{dW_0}{dT}. \quad (6-12)$$

Это уравнение носит название *уравнения Гибса-Гельмгольца*.

¹ Льюис и Рендалл, Химическая термодинамика, ОНТИ, 1936 г., стр. 2. Из этой же книги взяты и высказывания Ле-Шателье.

Уравнения (6-10) и (6-12) являются исходными для вычисления значений константы равновесия.

Если продифференцировать уравнение (6-10) по T , получим:

$$\frac{dW_0}{dT} = \mu R \sum a_k \ln C_{A_k} - \mu RT \frac{d \ln K}{dT} - \mu R \ln K.$$

Подстановка полученного значения первой производной максимальной работы в уравнение Гибса-Гельмгольца дает:

$$AW_0 = Q + \mu ART \sum a_k \ln C_{A_k} - \mu ART^2 \left(\frac{d \ln K}{dT} \right) - \mu ART \ln K.$$

Принимая во внимание, что сумма второго и четвертого члена правой части не что иное, как AW_0 , получаем после сокращения:

$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{Q}{A \mu RT^2}, \quad (6-13)$$

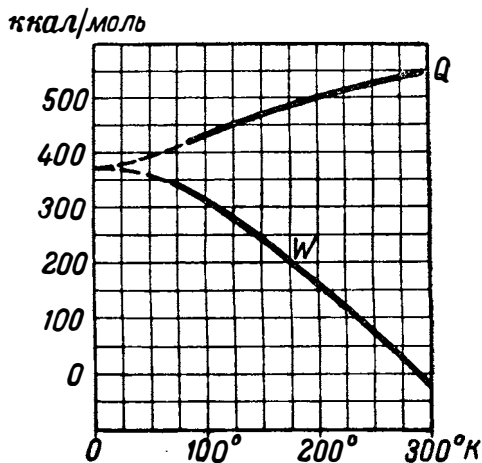
откуда следует:

$$\ln K = \int \frac{Q}{A \mu RT^2} dT + C. \quad (6-14)$$

Здесь Q —тепловой эффект реакции, зависящий от температуры, а C —константа интегрирования, без знания которой невозможно определение константы равновесия. Тепловой эффект берется Q_v или Q_p соответственно реакции, для которой вычисляется K .

Уравнение (6-14) является исходным при вычислении константы равновесия. Как видно, для этого необходимо знать зависимость $Q=f(T)$. Она будет известна по закону Кирхгофа, если известны значение Q при какой-либо температуре и зависимости теплоемкостей исходных и получающихся продуктов от температуры.

Для вычисления констант равновесия по уравнению (6-14) могут представиться два пути. Если для какой-либо температуры известно уже значение K , найденное экспериментально, то при помощи уравнения (6-14) может быть вычислено значение C , что дает возможность вычислить значение K для другой заданной температуры. Однако, этот путь не всегда возможен из-за трудностей экспериментального определения K для некоторых реакций. В этом случае остается путь теоретического вычисления K . Этот путь стал возможным после того, как Нернст на основании некоторых опытных данных (например, фиг. 6-2) высказал положение, что вблизи



Фиг. 6-2.

абсолютного нуля для конденсированных (жидких и твердых) систем

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{dW_0}{dT} = 0 \quad (6-15)$$

при $T \rightarrow 0$.

Кроме того, из уравнения Гибса-Гельмгольца вытекает, что при $T = 0$

$$AW_0 = Q. \quad (6-16)$$

На основании уравнений (6-15) и (6-16) кривые зависимостей теплового эффекта реакции и максимальной работы от температуры должны выходить из одной точки и вблизи абсолютного нуля соприкасаться, имея общую касательную, параллельную оси абсцисс, как это показано на фиг. (6-2), где сплошные линии дают экспериментальные данные, а пунктирные—отражают высказанную Нернстом гипотезу.

Уравнения (6-15) и (6-16) дают возможность аналитическим путем установить зависимость $W_0=f(T)$, а вместе с этим и значения констант интегрирования в уравнении для константы равновесия.

Положение (6-15), известное под названием *тепловой теоремы Нернста*, позволяет сделать следующие чрезвычайно важные выводы.

Уравнение Кирхгофа (4-13) можно записать так:

$$\frac{dQ}{dT} = \sum_1^{n_1} (G_k c_k)_1 - \sum_1^{n_2} (G_k c_k)_2;$$

первая сумма в правой части относится к исходным продуктам, а вторая—к получившимся.

Согласно теореме Нернста (6-15) разность теплоемкостей в правой части при 0°K для конденсированных систем равна нулю. Нернст это положение расширил и сделал предположение, что не только разность, но и само значение теплоемкости конденсированного тела при 0°K равно нулю.

Это предположение нашло свое подтверждение в ряде опытов, проведенных Нернстом для твердых тел. На фиг. 6-3 нанесены результаты экспериментов для ряда тел; из фигур видно, что вблизи 0°K теплоемкости твердых тел резко падают и стремятся к нулю.

Другое важное следствие из теоремы Нернста касается вычисления абсолютного значения энтропии.

Из уравнения (6-7) можно написать для процесса $p = \text{const}$:

$$\frac{AdW_0}{dT} = \frac{dZ_1}{dT} - \frac{dZ_2}{dT}. \quad (\text{a})$$

С другой стороны, если $Z = f(p, T)$, то для процесса $p = \text{const}$:

$$\frac{dZ}{dT} = -S$$

[аналогично формуле (e) в § 6-4 для свободной энергии].

Подставляя в (a), получаем:

$$\frac{AdW_0}{dT} = S_2 - S_1. \quad (\text{b})$$

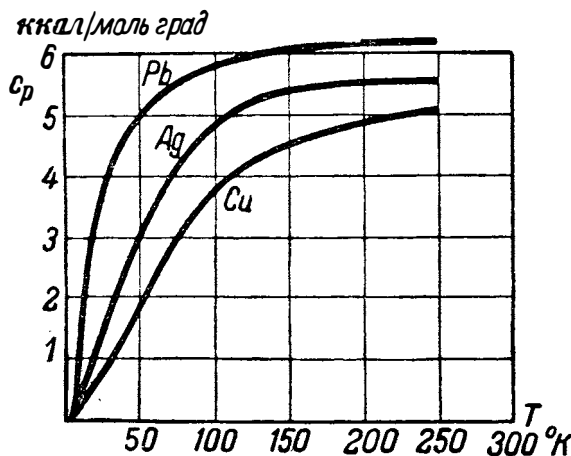
Если полученное отнести к реакции, происходящей при 0°K , то согласно теореме Нернста левая часть равна нулю, откуда

$$S_2 = S_1,$$

т. е. процессы, протекающие при абсолютном нуле температур, происходят без изменения энтропии.

Исходя из этого, Планк предложил и само значение энтропии для конденсированного тела при $T=0^\circ \text{K}$ считать равным нулю. Это положение часто называют *третьим законом термодинамики*.

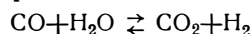
Оно позволяет найти значение константы интегрирования в уравнении для значения энтропии и вычислить ее абсолютное значение, а вместе с тем найти и абсолютные значения потенциалов F и Z химических реакций. Последнее обстоятельство дало возможность составить постоянные таблицы этих значений, что облегчает проведение расчетов, относящихся к равновесиям химических реакций.



Фиг. 6-3.

Установленные для конденсированных систем положения дают возможность косвенным путем подойти и к решению тех же вопросов в отношении газовых реакций. Подробные методы таких расчетов, равно как и вся математическая часть, относящаяся к вычислению констант равновесия, абсолютных значений энтропии и термодинамических потенциалов, рассматриваются в курсах физической химии или специальной термодинамики.

Пример 6-1. Определить состав смеси к моменту равновесия для реакции



если известно, что при $T=1200^\circ \text{K}$ константа равновесия $K=1,35$ и до реакции в смеси было по $1,2$ молей CO и H_2O , т. е. всего $2,4$ молей.

Пусть от начала реакции до наступления равновесия прореагировало x молей CO. Из уравнения реакции видно, что столько же молей прореагировало и H_2O , так как вещества вступают в реакцию в эквивалентных количествах. Из тех же соображений устанавливаем, что в результате образовалось x молей CO_2 и x молей H_2 ; остаток CO и H_2O в отдельности составляет $1,2-x$ молей. Реакция идет без изменения числа молей, поэтому и объем ее постоянный. Концентрация к моменту равновесия составит:

$$\begin{aligned} c_{\text{CO}} &= \frac{1,2-x}{2,4 \mu v}, \\ c_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{1,2-x}{2,4 \mu v}, \\ c_{\text{CO}_2} &= \frac{x}{2,4 \mu v}, \\ c_{\text{H}_2} &= \frac{x}{2,4 \mu v}. \end{aligned}$$

По формуле (6-9) находим:

$$K = \frac{c_{\text{CO}} c_{\text{H}_2\text{O}}}{c_{\text{CO}_2} c_{\text{H}_2}} = 1,35.$$

Подставляем значения концентраций в формулу (6-9):

$$\frac{(1,2 - x)^2}{x^2} = 1,35$$

и получаем уравнение:

$$x^2 + 6,85x - 4,1 = 0,$$

для которого находим:

$$x_1 = 0,6; x_2 = -7,4.$$

Второе значение отбрасываем, так как оно не соответствует числу взятых молей исходных веществ. Первое значение показывает, что к моменту равновесия смесь будет состоять из таких количеств веществ:

$$k_{\text{CO}} = 1,2 - 0,6 = 0,6 \text{ молей};$$

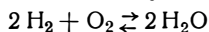
$$k_{\text{H}_2\text{O}} = 1,2 - 0,6 = 0,6 \text{ молей};$$

$$k_{\text{CO}_2} = 0,6 \text{ молей}; k_{\text{H}_2} = 0,6 \text{ молей}.$$

По полученным значениям нетрудно установить и относительный состав смеси.

Для других условий (для иной температуры) значения константы равновесия иное; иным будет и выход продуктов CO_2 и H_2 .

Пример 6-2. На частном случае реакции



установить связь между константой равновесия K_c , определяемой соотношением равновесных концентраций, константой равновесия K_p , определяемой соотношением парциальных давлений, и степенью диссоциации α .

Иногда бывает удобно в выражении для константы равновесия значения равновесных концентраций заменить пропорциональными им значениями парциальных давлений. Тогда константа равновесия, обозначаемая в этом случае K_p , принимает вид:

$$K_p = \frac{p_{\text{H}_2}^2 p_{\text{O}_2}}{p_{\text{H}_2\text{O}}^2}. \quad (\text{а})$$

Легко усмотреть, что K_c и K_p численно не равны между собой. Найдем соотношение между ними в рассматриваемой реакции.

Для каждого компонента, входящего в смесь, на

основании сказанного в § 6-3 в момент равновесия действительно такое соотношение:

$$p_k = c_k \mu RT.$$

Подставляя значения всех p_k в уравнение (а), получаем:

$$K_p = \frac{c_{\text{H}_2}^2 c_{\text{O}_2}}{c_{\text{H}_2\text{O}}^2} \mu RT.$$

Заменяя соотношение концентраций через K_c , получаем:

$$K_p = K_c \mu RT. \quad (\text{б-17})$$

Для установления связи между степенью диссоциации α и константами равновесия K_c и K_p рассмотрим реакцию ($v = \text{const}$, $T = \text{const}$) как бы идущей справа налево; подсчитаем для состояния равновесия числа молей H_2O , H_2 и O_2 . Если к моменту равновесия от каждого моля H_2O разложилось на продукты диссоциации O_2 и H_2 по α молей (степень диссоциации), то в момент равновесия число молей каждого компонента в смеси составит:

$$k_{\text{H}_2\text{O}} = 2(1 - \alpha); k_{\text{H}_2} = 2\alpha; k_{\text{O}_2} = \alpha$$

и соответственно концентрации будут:

$$c_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{2(1 - \alpha)}{V}; c_{\text{H}_2} = \frac{2\alpha}{V}$$

$$c_{\text{O}_2} = \frac{\alpha}{V}.$$

Здесь V — объем 2 молей H_2O . В таком случае константа равновесия примет вид:

$$K_c = \frac{c_{\text{H}_2}^2 c_{\text{O}_2}}{c_{\text{H}_2\text{O}}^2} = \frac{\alpha^3}{(1 - \alpha)^2 V} = \frac{\alpha^3 v}{2(1 - \alpha)^2 \mu RT} \quad (\text{б})$$

(в правой половине объем V заменен по уравнению Клапейрона).

Умножая соответственно части равенства (б) на μRT , получаем:

$$K_p = \frac{\alpha^3 \mu RT}{(1 - \alpha)^2 V} = \frac{\alpha^3 p}{2(1 - \alpha)^2}. \quad (\text{б-18})$$

Полученные соотношения позволяют установить влияние объема и давления на диссоциацию. Это подробно рассматривается в специальных курсах.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

7-1. СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ. УРАВНЕНИЕ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА

Среди рабочих тел, которыми пользуется теплотехника, некоторые и в первую очередь всякий пар находятся в таких состояниях, при которых эти рабочие тела уже нельзя рассматривать как идеальные газы. Изучение *реальных газов* (так их называют) значительно сложнее, чем идеальных. Аналитические зависимости здесь таковы, что пользоваться ими в повседневных расчетах невозможно, и поэтому их заменяют табличными

зависимостями и графиками. При этом решение ряда задач облегчается, как это будет видно в дальнейшем, использованием параметра энтропии. Используя этот параметр, мы можем теперь заняться более подробным, чем ранее, рассмотрением реальных газов и среди них, в частности, водяного пара.

Прежде всего следует установить, какова зависимость между параметрами состояния p , v , T реального газа, т. е. установить для него *характеристическое уравнение*.

Как было указано раньше, пренебрегая

объемом молекул и силами сцепления между ними, мы каждый действительно существующий газ можем рассматривать как идеальный. Пренебрежение объемом молекул наглядно видно из следующего: если в характеристическом уравнении идеального газа, представленном в виде

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

предположить, что $p \rightarrow \infty$, то $v \rightarrow 0$, что согласуется со сделанным предположением, что молекулы—это материальные точки, не имеющие объема.

Если какой-либо действительно газ находится в таких условиях, что уже нельзя пренебрегать объемом самих молекул и силами сцепления, то такой газ мы рассматриваем как реальный и к нему не может относиться характеристическое уравнение

$$pv = RT.$$

Для того, чтобы установить зависимость между параметрами состояния такого газа, выясним, как повлияют эти новые условия на вид характеристического уравнения.

Положим, что в некотором сосуде, объем которого v , находится 1 кг газа при температуре T . Если считать газ идеальным, то давление может быть определено из (1-15), и оно составит:

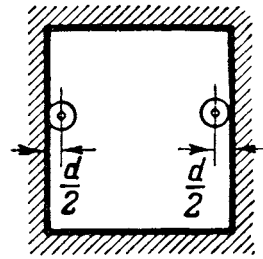
$$p = \frac{RT}{v}. \quad (a)$$

Рассмотрим теперь этот же газ как реальный и прежде всего выясним, как повлияет на величину давления принятие в расчет того, что молекулы будут иметь конечный объем. Для этого выясним, как изменится число столкновений молекул газа со стенкой сосуда. В реальном газе путь, проходимый молекулой от столкновения до столкновения, меньше, чем в идеальном газе из-за конечного значения диаметра d молекул (фиг. 7-1), величиной которого пренебрегают в идеальном газе. Это же относится и к столкновению каждой молекулы со стенкой сосуда, так как и в этом случае путь сокращается на величину, зависящую от радиуса молекул (фиг. 7-2).

Оба приведенных соображения говорят о том, что как число столкновений внутри газа, так и число ударов молекул газа о стенку сосуда будет больше, чем в том случае, если газ рассматривать как идеальный. Следовательно, при одной и той же температуре дав-



Фиг. 7-1.



Фиг. 7-2.

ление в реальном газе будет больше, чем в идеальном, т. е. для реального газа

$$p > \frac{RT}{v}.$$

Для того, чтобы вычислить это давление, укажем на следующее обстоятельство. Если газ рассматривают как идеальный, то объем v сосуда вместе с тем представляет собой то пространство, в котором движутся его молекулы. Если же учитывать и объем самих молекул, то свободное пространство, в котором они движутся, уже не будет равно объему сосуда, а будет меньше на величину, зависящую от объема самих молекул. Пусть эта величина будет b . Тогда поведение молекул реального газа, помещенных в сосуд с объемом v , будет такое же, как если бы молекулы идеального газа находились в сосуде с объемом $v-b$. Давление для этого последнего случая, а следовательно, и для реального газа, заключенного в объеме v , составит:

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

Сравнивая уравнение (b), где дано давление p для реального газа в объеме v , с уравнением (a), в котором выведено давление p для идеального газа при том же объеме v , находим, что давление в реальном газе будет больше и тем больше, чем больше член b . Это увеличение давления является следствием того, что путь движения молекулы уменьшился и число столкновений вследствие этого увеличилось.

Формула (b) дает возможность судить также о том, что будет происходить, если в реальном газе увеличивать p . В случае идеального газа при $p \rightarrow \infty$ мы получили $v \rightarrow 0$. Иное получается, если это рассуждение отнести к реальному газу. С увеличением давления при постоянной температуре молекулы реального газа будут все более сближаться между собой, и в пределе мы должны получить объем, который будет иметь конечное значение.

И, действительно, если полученную зависимость представить в виде

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

и здесь принять $p \rightarrow \infty$, то получим:

$$(v - b) \rightarrow 0$$

и

$$v \rightarrow b,$$

т. е. в этом случае при все большем и большем увеличении давления объем газа будет приближаться к конечной величине b , зависящей от объема самих молекул.

Выясним теперь, какое влияние на величину давления газа будет иметь принятие в расчет другого фактора, отличающего реальный газ от идеального, а именно, сил сцепления между молекулами. Без учета этого влияния давление, как для идеального газа, можно вычислить по формуле (b), в которой влияние объема самих молекул уже учтено.

Для того, чтобы оценить влияние сил сцепления, рассмотрим, как изменится скорость движения молекул в момент, предшествующий удару о стенку сосуда, и сила удара молекулы о стенку сосуда.

Для идеального газа скорость движения каждой молекулы постоянна в течение всего времени движения между столкновениями, так как между молекулами не действуют никакие силы. Иное дело для реального газа. Непосредственно перед столкновением молекула попадает в поле силы притяжения другой молекулы и скорость ее увеличивается, т. е. становится выше средней скорости, в остальное же время, в которое входит и момент, предшествующий удару молекулы о стенку сосуда, очевидно, скорость молекулы должна быть меньше средней ее скорости.

Если теперь сравнить идеальный и реальный газы при одной и той же температуре, то в реальном газе скорость при ударе о стенку будет меньше средней скорости движения, а у идеального равна этой скорости. Следовательно, и сила удара о стенку реального газа будет меньше, чем у идеального.

Итак, вследствие наличия сил сцепления между молекулами скорость при ударе, а следовательно, и импульс, сообщаемый стенке, у реального газа будут *меньше*, а поэтому и давление будет меньше, чем у идеального; поэтому давление реального газа выразится формулой

$$p = \frac{RT}{v-b} - \Delta p,$$

где Δp — поправка, учитывающая уменьшение давления вследствие наличия сил сцепления.

Таким образом, уравнение реального газа примет вид:

$$(p + \Delta p)(v - b) = RT. \quad (7-1)$$

Обозначим:

$$p + \Delta p = p_0, \\ v - b = v_0.$$

Подставляя это в уравнение для реальных газов (7-1), получим:

$$p_0 v_0 = RT. \quad (7-2)$$

Это есть уравнение для идеального газа, находящегося под давлением p_0 в объеме v_0 при температуре T .

Таким образом, если в сосуде с объемом v находится реальный газ под внешним давлением p , он ведет себя подобно тому, как если бы в сосуде с объемом $v - b$ находился идеальный газ под внешним давлением $p + \Delta p$.

Выясним теперь, что представляет собой фиктивное давление $p_0 = p + \Delta p$, где p — прежнему есть результат ударов молекул о стенки сосуда и равно внешнему давлению.

Если в цилиндре под поршнем находится идеальный газ и внешнее давление равно p , то

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

Можно сказать, что давление, под которым находится идеальный газ, определяется в этом случае только внешним давлением.

В случае реального газа, находящегося при внешнем давлении p , уравнение примет вид:

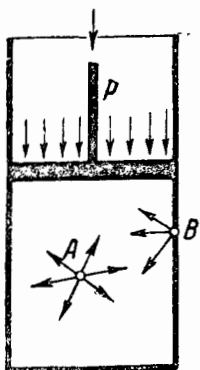
$$(p + \Delta p)(v - b) = p_0 v_0 = RT.$$

Очевидно, что газ в этом случае находится под давлением p_0 , которое определится по (7-1). Оно составляет:

$$p_0 = p + \Delta p = \frac{RT}{v-b}.$$

Таким образом, при внешнем давлении p реальный газ находится под давлением, большим на величину Δp , определяемую наличием сил сцепления. Чтобы уяснить это, рассмотрим влияние сил сцепления на молекулу A (фиг. 7-3), находящуюся в середине сосуда, и молекулу B , находящуюся у самой стенки, т. е. в момент удара.

Так как молекулы распределены равномерно по всему объему и силы, действующие между ними, действуют равномерно во все стороны, то и равнодействующая сил, действующих на молекулу A , находящуюся внутри



Фиг. 7-3.

газа, будет равна нулю. В другом положении находится молекула *B*. Силы, действующие на нее, не уравновешиваются, поскольку молекулы газа находятся только по одну сторону, и поэтому равнодействующая от сил сцепления, приложенная к молекуле, находящейся у стенки сосуда, будет направлена внутрь газа. Таким образом все молекулы, находящиеся у стенки, будут притягиваться внутрь силами сцепления, и у стенок со-

суда появится как бы дополнительная сила, которая вместе с внешним давлением сжимает газ. Эта дополнительная сила есть Δp .

Величина Δp прямо пропорциональна как числу притягивающих молекул, так и числу притягиваемых молекул. Так как и то и другое число молекул пропорционально концентрации молекул *n*, то

$$\Delta p = knn = kn^2,$$

где *k*—коэффициент пропорциональности.

С другой стороны, *n* обратно пропорционально *v*, отсюда

$$\Delta p = kn^2 = \frac{a}{v^2},$$

где *a*—коэффициент, зависящий от сил сцепления. Отсюда уравнение для реального газа примет вид:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \quad (7-3)$$

Оно было предложено *Ван-дер-Ваальсом* и носит его имя.

Уравнение (7-3), учитывающее влияние сил сцепления и объем самих молекул, оказывается пригодным и для жидких тел, так как у них характер движения молекул в общем таков же, как и у газов.

Величина $\frac{a}{v^2}$, называемая внутренним да-

влением, для жидких тел принимает очень большие значения, измеряемые тысячами атмосфер (для воды она при 20°С составляет 10 700 ат), у газов же из-за малой величины сил сцепления она очень мала. Вот почему внешнее давление, под которым находится жидкость, оказывает ничтожное влияние на ее объем. Ввиду этого жидкость считают практи-

чески несжимаемой. В газах ввиду малости $\frac{a}{v^2}$ внешнее давление легко изменяет их объем.

Представив уравнение (7-3) в развернутом виде:

$$pv = RT - \frac{a}{v^2}(v - b) + bp, \quad (c)$$

мы видим, что при $T = \text{const}$

$$pv \neq \text{const},$$

а изменяется в зависимости от значения второго и третьего члена в правой части развернутого уравнения.

Здесь уместно вспомнить о фиг. 1-10, 1-11 из § 1-3. Уравнение (с) объясняет ход кривых в них. Если второй и третий члены правой части равны между собой, то реальный газ ведет себя как идеальный, и это оправдывает кривую t_6 на фиг. 1-10. Если один из них при данной температуре и различных *p* больше другого, это объясняет линии t_3 или t_2 ; но может случиться и так, что для некоторых температур *pv* будет изменяться так, как это представлено кривой для t_1 .

Сопоставляя оба уравнения

$$\begin{aligned} \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) &= RT, \\ pv &= RT, \end{aligned}$$

мы видим, что первое из них тем ближе подходит ко второму, чем больше *v* в сравнении с *b* и v^2 в сравнении с *a*, что будет тогда, когда *p* мало или *T* велико; следовательно, чем меньше давление и чем больше температура, тем больше газ подходит под понятие идеального.

При пользовании уравнением Ван-дер-Ваальса следует иметь в виду, что определенное в § 1-3 значение

$$\mu R = 848 \text{ кгм/моль град},$$

одинаковое для всех газов, относится только к идеальным газам. Значение это было получено на основании представления о газе, лишенном сил сцепления, и без учета конечного значения объема самих молекул.

Для сравнения уравнения Клапейрона и Ван-дер-Ваальса приводим результаты опытов, относящиеся к одной граммолекуле азота при 0°С* (табл. 7-1). Как показывает эта таблица, до 100 ат азот при 0°С не дает заметных отклонений от уравнения Клапей-

* Акад. А. Ф. Иоффе и акад. Н. Н. Семенов Курс физики, т. IV.

ТАБЛИЦА 7-1

$p, \text{ ат}$	$v, \text{ см}^3$	pv	$(p + \frac{a}{v^2})(v-b)$
1	$22,41 \cdot 10^3$	$22,41 \cdot 10^3$	$22,41 \cdot 10^3$
100	222,4	$22,24 \cdot 10^3$	$22,41 \cdot 10^3$
500	62,35	$31,17 \cdot 10^3$	$22,67 \cdot 10^3$
700	53,25	$37,27 \cdot 10^3$	$22,65 \cdot 10^3$
900	48,25	$43,40 \cdot 10^3$	$22,4 \cdot 10^3$
1 000	46,4	$46,4 \cdot 10^3$	$22,0 \cdot 10^3$

рона; это позволяет заключить, что до 100 ат силы сцепления и объем молекул не имеют сколько-нибудь заметного влияния и их можно не принимать в расчет, т. е. в этих пределах можно считать азот с достаточной степенью точности идеальным газом. После 100 ат влияние сил сцепления и конечного объема молекул становится заметным. Последняя графа, которая дает произведение давления на объем с учетом сил сцепления и объема молекул (уравнение Ван-дер-Ваальса), дает приблизительно постоянное число, как и должно быть при постоянной температуре.

Рассмотрим еще один реальный газ. Табл. 7-2 дает значения объема моля углекислого газа при разных давлениях и одной и той же температуре, найденные экспериментально из уравнения Клапейрона и из уравнения Ван-дер-Ваальса.

ТАБЛИЦА 7-2

$p, \text{ ат}$	v , определенный в опыте, л/моль	v , определенный из уравнения Клапейрона	v , по уравнению Ван-дер-Ваальса
1	25,57	25,7	25,6
10	2,449	2,57	2,471
50	0,380	0,513	0,395
100	0,069	0,257	0,089
500	0,044	0,051	0,059
1 000	0,043	0,026	0,054

Как видно из таблицы, углекислый газ значительно раньше, чем азот, отстает от законов идеального газа.

Анализ уравнения Ван-дер-Ваальса. Диаграмма Эндрюсса. Если в уравнении Ван-дер-Ваальса

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

раскрыть скобки и расположить члены по убывающим степеням v , то получим:

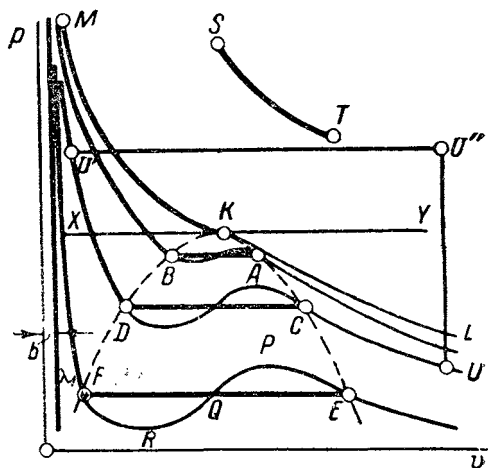
$$pv^3 - (bp + RT)v^2 + av - ab = 0.$$

Это — уравнение третьей степени относительно v ; при определенных p и T оно имеет три корня; если последние будут все дей-

ствительные и не равные между собой, то получится странное на первый взгляд явление: тело при определенных температуре и давлении может иметь три разных значения объема.

Объяснение этому явлению дал Эндрюсс своими опытами над углекислым газом. Углекислый газ подвергался сжатию таким образом, что температура в каждом отдельном опыте оставалась постоянной, однако ее меняли при переходе от одного опыта к другому. Результаты опытов нанесены на диаграмму (фиг. 7-4), в которой по оси абсцисс отложен удельный объем, а по оси ординат — давление. Наблюдения показали следующее: линия LKM (изотерма), соответствующая температуре в $31,1^\circ\text{C}$, имеет перегиб в точке K ; при температурах значительно более высоких изотерма представляет собой гиперболу TS ; при температурах ниже $31,1^\circ\text{C}$ на кривых получаются горизонтальные участки AB, CD, EF . Эти последние, как показал опыт, соответствуют превращению газа в жидкость, причем в точках A, C, E конденсация начинается и в точках B, D, F заканчивается; соединив точки одинакового агрегатного состояния, мы получим кривые KE и KF , сходящиеся в точке K . Их называют *пограничными кривыми*: линию KF — *нижней*, а линию KE — *верхней* пограничной кривой.

Если наблюдать за газом при сжатии его в стеклянном цилиндре в условиях постоянной температуры, то при наступлении состояний, соответствующих точкам A, C, E , замечается появление тумана, который при дальнейшем уменьшении объема сгущается и при этом начинают выпадать капли жидкости, собирающиеся в нижней части цилиндра. Это и пока-



Фиг. 7-4.

зывает, что горизонтальные участки в области FKE , как было сказано, соответствуют превращению газообразного тела в жидкое; количество тепла, которое отнимается от тела на этих горизонтальных участках, называется *скрытой теплотой парообразования* (обозначается r). Точка K , где горизонтальный участок отсутствует, называется *критической точкой*.

Область состояний, ограниченная кривой FKE , характеризует смесь газа и жидкости; влево от KF лежит область жидкости, вправо от KE — газа, причем область, ограниченная линиями KY и KE , как находящаяся недалеко от состояния начала сжижения (KE), соответствует газообразному состоянию, называемому *перегретым паром* данной жидкости.

Такое деление условно, что можно видеть из следующего. Пусть состояние газа соответствует точке U' ; по изотерме $UCDU'$ можно дойти до точки U' . Так как мы прошли горизонтальный участок CD , то в точке U' мы явно имеем жидкость. Но в ту же точку U' можно придти и иначе, а именно: при постоянном объеме до U'' и затем при постоянном давлении до U' . В этом случае по пути изменения состояния мы нигде не наблюдаем сжижения, и поэтому той же точке U' соответствует газообразное состояние. Таким образом тело в состоянии, соответствующем точке U' , можно назвать и жидкостью и газом.

Однако, условились считать жидкостью область ниже линии XK , влево от KF .

Переход газообразного состояния в жидкое происходит не всегда по прямой, например по FE . Можно создать такие условия, что начало конденсации будет запаздывать и дальнейшее сжатие будет сопровождаться повышением давления по кривой EP . В этих состояниях пар называется *переохлажденным* (так как при большем давлении он имеет ту же температуру, что и в точке E).

С другой стороны, в обратном процессе — при парообразовании — в особых случаях также может происходить задержка и вместо испарения по прямой FE при расширении будет происходить падение давления жидкости по кривой FR . В этих состояниях жидкость называется *перегретой* (так как при меньшем давлении вода имеет ту же температуру, что и в точке F). Участок кривой EP и RF вместе с промежуточным отрезком PQR удовлетворяет уравнению Ван-дер-Ваальса.

При этом необходимо иметь в виду, что если участки EP и RF , являясь мало устойчи-

выми, могут быть все же реально получены, то участок PQR соответствует состояниям, физически неосуществимым.

Из изложенного видно, что в уравнении (7-3)

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

три значения корня v соответствуют трем состояниям вещества — газообразному, жидкому и промежуточному, физического смысла не имеющему.

В случае, если три корня уравнения (7-3) окажутся равными друг другу, это будет соответствовать точке K . Если из трех корней один окажется действительным, а два других мнимыми, это будет соответствовать газообразному состоянию выше точки K , где определенному давлению соответствует одно значение объема; оба мнимых корня должны быть отброшены, как не имеющие физического смысла.

Из диаграммы видно (фиг. 7-4), что все изотермы слева асимптотически приближаются к некоторой прямой, параллельной оси p ; уравнение ее мы получим, если в уравнение Ван-дер-Ваальса подставим

$$p \rightarrow \infty.$$

Тогда

$$v - b = 0$$

и

$$v = b.$$

Диаграмма Эндрюсса показывает, почему долгое время некоторые газы не могли быть превращены в жидкое состояние. Если сжимать газ по изотермам, расположенным выше критической изотермы, то, как показывает диаграмма (фиг. 7-4), сколько бы давление ни увеличивать, нельзя попасть в область жидкости. Только взяв газ при температуре ниже критической, можно при определенном давлении, соответствующем этой температуре, превратить его в жидкое состояние, а так как некоторые газы (воздух, водород, азот) имеют очень низкую критическую точку (табл. 7-3), то, будучи взятыми при комнатных температурах, они не могут быть одним сжатием переведены в жидкое состояние.

Фиг. 7-4 для ясности выполнена не в масштабе. В действительности кривые имеют вид, показанный на фиг. 7-5, из которой видно, что жидкость практически несжимаема.

ТАБЛИЦА 7-3

Наименование газа	Критическое давление $P_{кр}$	Критическая температура $T_{кр}, ^\circ K$	Критическая температура $t_{кр}, ^\circ C$
Гелий	2,26	5,3	-267,80
Водород	12,8	33,3	-239,90
Азот	33,4	126,1	-147,10
Кислород	49,70	154,4	-118,80
Углекислый газ	73,0	304,3	31,0
Сернистый газ	78,0	430,4	157,0
Вода	225,0	647,2	374,0
Ртуть	—	1823,0	1550,0

Разделив (f) на (g), получаем:

$$\frac{v-b}{2} = \frac{v}{3},$$

откуда

$$v = 3b.$$

Таков объем газа в критической точке. Обозначив его $v_{кр}$, получаем:

$$v_{кр} = 3b,$$

откуда

$$b = \frac{v_{кр}}{3}.$$

Подставив полученное значение для $v_{кр}$ в (a), получаем:

$$\frac{RT_{кр}}{4b^3} = \frac{2a}{2ib^3},$$

откуда находим значение $T_{кр}$:

$$T_{кр} = \frac{8a}{27Rb}.$$

Подставив в уравнение критической изотермы значение $T_{кр}$ и $v_{кр}$, находим давление для критической точки, которое обозначим $p_{кр}$.

Таким образом, если

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

то

$$p_{кр} = \frac{4a}{27b^2} - \frac{a}{9b^3} = \frac{a}{27b^2}.$$

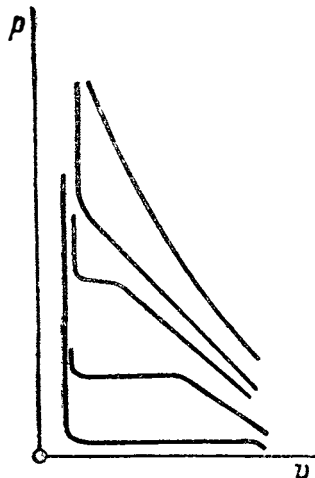
Итак, для критической точки мы имеем следующие значения:

$$v_{кр} = 3b; \quad (7-4)$$

$$T_{кр} = \frac{8a}{27Rb}; \quad (7-5)$$

$$p_{кр} = \frac{a}{27b^2}. \quad (7-6)$$

Пользуясь последними двумя уравнениями, можно найти коэффициенты a и b , предварительно определив экспериментально $T_{кр}$ и $p_{кр}$. Эти последние из опыта находятся легко, уравнение же (7-4) для определения коэффициентов практически служить не может, так как объем в точке перегиба определяется неточно. Напротив, определив b , можно найти $v_{кр}$ из уравнения (7-4).



Фиг. 7-5.

Определение постоянных a и b .

В критической точке изотерма имеет перегиб. Из дифференциальной геометрии известно, что вторая производная для точки перегиба должна быть равна нулю; кроме того, в данном случае касательная в точке перегиба параллельна оси абсцисс, т. е. первая производная в этой точке также равна нулю. Воспользуемся этими особенно-

стями критической изотермы для определения констант a и b . Из уравнения Ван-дер-Ваальса имеем:

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

Отсюда для критической изотермы получим:

$$p = \frac{RT_{кр}}{v-b} - \frac{a}{v^2}.$$

Для точки перегиба на основании сказанного можно написать:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT_{кр}}{(v-b)^2} + \frac{2a}{v^3} = 0, \quad (d)$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = \frac{2RT_{кр}}{(v-b)^3} - \frac{6a}{v^4} = 0. \quad (e)$$

Из (d) следует:

$$\frac{RT_{кр}}{(v-b)^2} = \frac{2a}{v^3} \quad (f)$$

и из (e)

$$\frac{2RT_{кр}}{(v-b)^3} = \frac{6a}{v^4}. \quad (g)$$

7-2. ДРУГИЕ УРАВНЕНИЯ. УРАВНЕНИЕ М. П. ВУКАЛОВИЧА

Выведенное уравнение Ван-дер-Ваальса есть результат попытки получить характеристическое уравнение на основании соображений, вытекающих из представлений о строении вещества. Вычисление постоянных коэффициентов опытным путем придает ему до некоторой степени эмпирический характер, но в основном вывод самого уравнения сделан из представлений о строении вещества. Это уравнение не дает количественных результатов, точность которых достаточна для практических целей; повидимому, это оказалось причиной того, что последующие работы исследователей в этой области заключались, главным образом, в попытках дать уравнение состояния чисто эмпирическим путем. При этом был использован как метод прямого определения зависимости между параметрами p , v и T , так и два описываемых далее способа. Излагаемый в курсах физики эффект Джоуля-Томсона, известный в технике как явление дросселирования (см. далее § 10-6), дает возможность оценить влияние сил сцепления и объема молекул на температуру газа, так как для идеального газа в этом явлении изменения температуры нет. Наблюдаемое изменение температуры в процессе дросселирования может таким образом служить мерой отклонения данного газа от идеального.

Этот метод был принят английским ученым Календаром при изучении им свойств водяного пара как реального газа; полученные им данные были использованы Молье при составлении таблиц водяного пара (последнее издание 1932 г.).

Уравнение это имеет следующий вид:

$$v = 0,004702 \frac{T}{p_1} - \frac{1,45}{\left(\frac{T}{100}\right)^{3,2}} - 5,8 \frac{p_2}{\left(\frac{T}{100}\right)^{13,5}}. \quad (7-7)$$

Другой метод получения характеристического уравнения реального газа чисто опытным путем заключается в использовании математической зависимости между теплоемкостью реального газа и его параметрами состояния, устанавливаемой при помощи законов термодинамики. Эта зависимость выводится нами в следующем параграфе и имеет такой вид:

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p. \quad (7-8)$$

Легко показать, что для идеального газа вторая часть равна нулю, т. е. для него теплоемкость c_p не зависит от давления. Для реального же газа, как показывает опыт, эта зависимость существует; если экспериментально получить зависимость

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T,$$

то она на основании приведенного уравнения может быть исходной для составления зависимости между v , T и p , т. е. для установления характеристического уравнения. Достигается это двойным интегрированием уравнения (7-8) после подстановки в него найденной экспериментально зависимости $\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T$.

Полученное по этим данным уравнение послужило исходным при составлении таблицы водяного пара, опубликованных группой исследователей (Кноблаух, Райш, Хаузен и Кох) (русский перевод в 1932 г.).

Уравнение это имеет вид:

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{T_k}{Ap_k} \left[\frac{C_1}{n_1(n_1-1)} \cdot \left(\frac{T_k}{T}\right)^{n_1-1} + \frac{m_2 C_2}{n_2(n_2-1)} \left(\frac{p}{p_k}\right)^{m_2-1} \left(\frac{T_k}{T}\right)^{n_2-1} + \frac{m_3 C_3}{n_3(n_3-1)} \left(\frac{p}{p_k}\right)^{m_3-1} \left(\frac{T_k}{T}\right)^{n_3-1} \right] + f_1(p) + T_2 f_2(p). \quad (7-9)$$

Здесь C_1 , C_2 , C_3 , m_1 , m_2 , m_3 , n_1 , n_2 , n_3 — постоянные величины, а f_1 и f_2 — определенные функции.

Чисто эмпирические уравнения хотя и дают часто достаточно точные результаты, но имеют тот недостаток, что они относятся к какому-либо одному веществу и таким образом лишены общности, которой обладают уравнения, выведенные из представлений о строении вещества.

Стремление получить такое уравнение привело к необходимости дальнейшего использования уравнения Ван-дер-Ваальса. В Советском Союзе такую работу произвел М. П. Вукалович¹, который учел помимо влияния сил сцепления и объема самих молекул также ассоциацию молекул, заключающуюся в объ-

¹ Проф. М. П. Вукалович и И. И. Новиков, Исследование термодинамических свойств реальных газов. Сборник работ Комиссии технической термодинамики при Ученом совете Энергетического института им. Г. М. Кржижановского, вып. 1, изд-во Академии наук СССР.

единении одиночных молекул в двойные, тройные и тому подобные сложные агрегаты. Если считать с ассоциацией, то газ является не однородным газом, а смесью газов, состоящей из одиночных, двойных, тройных и т. д. молекул.

Пусть¹ 1 моль идеального газа состоит из N_1 одиночных и N_2 двойных молекул, так что $N_1 + 2N_2 = N$ — общее число молекул в 1 моле газа. Уравнение Клапейрона для одиночных молекул можно написать так:

$$p_1 V = \frac{N_1}{N} RT. \quad (a)$$

Здесь V — объем моля; $\frac{N_1}{N}$ — число молей газа из одиночных молекул, а R — газовая постоянная, отнесенная к 1 молю идеального газа; p_1 — парциальное давление одиночных молекул.

Уравнение Клапейрона для другого компонента смеси газа из двойных молекул можно написать так:

$$p_2 V = \frac{N_2}{N} RT. \quad (b)$$

Складывая уравнения (a) и (b), получаем:

$$(p_1 + p_2) V = \frac{N_1 + N_2}{N} RT.$$

По закону Дальтона сумма в левой части уравнения представляет собой давление p смеси, так что

$$pV = \frac{N_1 + N_2}{N} RT,$$

но

$$N_1 = N - 2N_2,$$

так что

$$\frac{N_1 + N_2}{N} = \frac{N - 2N_2 + N_2}{N} = 1 - \frac{N_2}{N}.$$

Таким образом,

$$pV = R \left(1 - \frac{N_2}{N}\right) T;$$

учитывая же поправки Ван-дер-Ваальса, получаем:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right) (V - b) = R \left(1 - \frac{N_2}{N}\right) T.$$

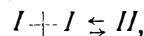
Здесь

$$R \left(1 - \frac{N_2}{N}\right) = R',$$

так что

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right) (V - b) = R'T.$$

Таким образом, учет ассоциации молекул дает путь вычисления газовой постоянной реального газа. Рассматривая процесс ассоциации как химическую реакцию типа



в которой одиночные молекулы при столкновении образуют двойные молекулы, а последние распадаются на одиночные, и применяя к реакции закон действующих масс, авторы находят N_2 — количество ассоциирующихся молекул, как функцию температуры, и уравнение для газа, в котором принята во внимание ассоциация только с образованием двойных молекул, получает такой вид:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right) (V - b) = RT \left(1 - \frac{Cp}{T \frac{5 + 2m}{2}}\right). \quad (7-10)$$

Здесь C — константа; m — величина, определяющая свойства двойной молекулы.

7.3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТЕЛ

Общие положения. Формулы, выведенные для вычисления энтропии (§ 5-7), внутренней энергии (§ 3-6) и теплосодержания (§ 3-8), а равно и уравнение

$$p v = RT$$

относятся к идеальному газу. К газам реальным они не могут быть применены. Определение названных параметров и характеристического уравнения реальных газов экспериментальным путем было бы чрезвычайно затруднительным, а в некоторых случаях и совсем невозможным. Действительно, из всех рассмотренных нами термодинамических параметров непосредственному измерению в опыте доступны лишь p , t и v ; легко определяется также количество тепла, подводимое к телу, а такие параметры, как u и s , вообще не могут быть определены непосредственно экспериментальным путем. Из процессов, изученных ранее, наиболее легко можно осуществить процесс $p = \text{const}$ и эффект Джоуля-Томсона (дресселирование, см. далее § 10-7). В первом из них может быть определено c_p , во втором — теплосодержание i .

Таким образом, путь непосредственного экспериментирования затруднителен и часто совсем невозможен. Имеется другой путь, со-

¹ См. упомянутую на стр. 165 работу.

единяющий в себе экспериментальный и аналитический методы. Для него нужно знать зависимости между требующимися к определению параметрами и, в частности, — характеристическое уравнение. На помощь здесь приходят законы термодинамики, которые дают возможность установления нужных зависимостей между параметрами. Таким образом, если часть параметров определена экспериментально, то другая часть может быть определена чисто математическим путем из установленных зависимостей. Эти последние получают в дифференциальной форме, так что нахождение по ним нужных величин требует интегрирования. Учитывая сказанное о параметрах и возможностях, даваемых опытом, следует, таким образом, найти зависимость между u, s, i, c_v , с одной стороны, и p, v, t и c_p , — с другой. Законы термодинамики, первый и второй, являются исходными при установлении этих зависимостей.

Известно, что любые два параметра определяют состояние газа, а следовательно, тем самым определяют и все остальные параметры. Характеристическое же уравнение связывает три параметра: p, v, T , так что любая из следующих трех пар: p, T или v, T , или p, v может служить исходной для установления уравнений связи между параметрами. Обычно в эти уравнения связи входят частные производные, например, $\frac{\partial Z}{\partial p}, \frac{\partial Z}{\partial T}$ и т. д. какой-то величины Z .

Ввиду того, что имеются три пары переменных, по которым устанавливаются искомые зависимости, из написания частных производных должно быть ясно, в функции каких параметров выражена рассматриваемая величина; это достигается постановкой значка у частной производной, указывающего на вторую переменную, например:

$$\left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_T, \left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_v.$$

Очевидно, что обе вышенаписанные производные не равны друг другу. Первая получена дифференцированием по p уравнения

$$Z = f(p, T),$$

а вторая — уравнения

$$Z = \varphi(p, v).$$

В термодинамике приходится часто встречаться с выражением вида:

$$dZ = Xdx + Ydy, \tag{7-11}$$

где

$$X = f_1(x, y), \text{ а } Y = f_2(x, y).$$

Первая часть выражения (7-11) может быть или полным дифференциалом некоторой функции $Z = f(x, y)$, или суммой бесконечно малых величин, которую нельзя рассматривать как полный дифференциал.

Определим условия, при соблюдении которых правая часть уравнения (7-11) есть полный дифференциал.

Если

$$Z = F(x, y),$$

то

$$dZ = \left(\frac{\partial Z}{\partial x}\right)_y dx + \left(\frac{\partial Z}{\partial y}\right)_x dy.$$

Сравнивая полученное уравнение с (7-11), находим:

$$\left(\frac{\partial Z}{\partial x}\right)_y = X,$$

$$\left(\frac{\partial Z}{\partial y}\right)_x = Y.$$

Продифференцируем еще раз полученные уравнения:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} = \left(\frac{\partial X}{\partial y}\right)_x,$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial y \partial x} = \left(\frac{\partial Y}{\partial x}\right)_y.$$

Так как значения производных с левой стороны равны, то

$$\left(\frac{\partial X}{\partial y}\right)_x = \left(\frac{\partial Y}{\partial x}\right)_y. \tag{7-12}$$

Уравнение (7-12) есть условие, необходимое для того, чтобы выражение

$$Xdx + Ydy$$

было полным дифференциалом некоторой функции переменных x, y .

Этому условию не удовлетворяет, например, формула

$$dq = Mdp + NdT,$$

где dq — количество тепла в процессе.

Так как количество тепла не есть функция состояния, т. е. dq — не есть полный дифференциал, то оно не может быть представлено в виде

$$q = f(p, T),$$

и можно заранее утверждать, что

$$\frac{\partial M}{\partial T} \neq \frac{\partial N}{\partial p}.$$

Вывод зависимостей для u, s, i, q . Здесь будет дан вывод лишь наиболее важных дифференциальных соотношений, главным образом, тех, которые кладутся в основание теории реальных газов. Подробное изложение этого вопроса является задачей общей или теоретической термодинамики.

В дальнейшем будут даны зависимости для u, s, i , а также для q . Как было указано, за независимые переменные может быть принята любая пара из трех p, v, T .

Здесь будут приняты в первую очередь p и T — как наиболее удобные для наблюдений в опыте и затем T и v — как нужные для некоторых последующих выводов; уравнения по независимым переменным p и v не приводятся; впрочем, они легко могут быть получены по аналогии.

а) Независимые переменные p и T
Так как

$$i = f(p, T),$$

то

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p dT. \quad (a)$$

С другой стороны, применяя уравнения (3-40) и (5-18):

$$dq = di - Av dp$$

и

$$dq = T ds,$$

находим:

$$T ds = di - Av dp,$$

откуда

$$ds = \frac{di}{T} - \frac{Av}{T} dp.$$

Подставляя сюда вместо di его значение (а), получаем:

$$ds = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right] dp. \quad (b)$$

Так как

$$s = f(p, T),$$

то можно написать:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right) dT + \left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T dp.$$

Сравнивая полученное выражение с (b), получаем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p, \quad (c)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T - Av \right]. \quad (d)$$

Для того, чтобы найти $\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p$, надо исключить s ; для этого возьмем вторые частные производные в полученных зависимостях.

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p &= \frac{\partial^2 s}{\partial T \partial p} = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 i}{\partial T \partial p}, \\ \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T &= \frac{\partial^2 s}{\partial p \partial T} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 i}{\partial p \partial T} - A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] - \\ &\quad - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - Av \right]. \end{aligned}$$

Приравнявая друг другу правые части и сделав приведение подобных членов, найдем:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T = -AT \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + Av. \quad (7-13)$$

Если, кроме того, взять (3-40) при $p = \text{const}$ и подставить в него

$$dq_o = c_p dT,$$

получим:

$$c_p dT = di,$$

где dT и di связаны условием $p = \text{const}$.

Отсюда

$$\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_p = c_p. \quad (7-14)$$

Подставляя найденные значения в выражение di (а), получаем:

$$di = c_p dT - \left[AT \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - Av \right] dp. \quad (7-15)$$

В этом выражении $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ есть величина, пропорциональная температурному коэффициенту объема α (коэффициенту объемного расширения).

Как видно из (7-15), для определения i какого-либо газа необходимо знать характеристическое уравнение, по которому будет определено $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$, и зависимость $c_p = f(T)$.

Таким образом, формулы (7-13), (7-14) и (7-15) дают частные производные и полный дифференциал для i по параметрам p и T . Найдем то же для s .

Подставляя в (d) значение $\left(\frac{\partial i}{\partial p}\right)_T$ из (7-13), получаем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \quad (7-16)$$

Кроме того, из уравнения (5-19) находим: получаем:

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p, \quad (7-17)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \frac{c_p}{T}.$$

Подставляя найденные значения в выражение ds , получаем:

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp. \quad (7-18)$$

Формулы (7-16), (7-17), (7-18) дают нужные зависимости для определения s реального газа, если для него известно характеристическое уравнение и $c_p = f(T)$.

Если теперь выражение (7-18) умножить на T и учесть формулу (5-18), то получим:

$$dq = c_p dT - AT \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp. \quad (7-19)$$

При помощи уравнения (7-13) получаем другое выражение для dq :

$$dq = c_v dT + \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - Av \right] dp. \quad (7-20)$$

Если принять $p = \text{const}$, то (7-20) дает, как это ранее и было установлено,

$$dq_p = c_p dT,$$

где c_p — теплоемкость в этом процессе. Если же принять $t = \text{const}$, то (7-20) дает:

$$dq_t = \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - Av \right] dp. \quad (7-21)$$

Здесь dq_t представляет собой количество тепла, которое нужно сообщить газу, чтобы повысить его давление, не повышая температуры. Это тепло называют *скрытой тепловой* изменения давления; в него, очевидно, входит тепло, идущее на работу против сил сцепления между молекулами, т. е. на изменение потенциальной энергии от сил сцепления, а вместе с тем и на работу расширения газа.

б) Независимые переменные v и T .
Так как

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

то

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

С другой стороны, из уравнений

$$dq = T ds, \\ dq = du + A p dv$$

$$T ds = du + A p dv.$$

Подставляя сюда значение du , находим:

$$ds = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + A p \right] dv.$$

Вместе с тем, так как

$$s = f(v, T),$$

то получаем:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T dv.$$

Сравнивая полученные значения для ds , находим:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v, \quad (e)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + A p \right]. \quad (i)$$

Для того, чтобы найти $\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T$, надо исключить из (e) и (i) переменную s ; для этого возьмем вторые частные производные, тогда

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial v} = \frac{1}{T} \frac{\partial^2 u}{\partial T \partial v}, \\ \frac{\partial^2 s}{\partial v \partial T} = \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial v \partial T} + A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \right] - \\ - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + A p \right].$$

Приравняв правые части полученных уравнений друг другу, после преобразования получаем:

$$A \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + A p \right],$$

откуда

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - A p. \quad (7-22)$$

Кроме того, для любого газа

$$dq_v = c_v dT = du_v,$$

откуда

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = c_v. \quad (7-23)$$

Подставляя найденные значения в выражение du , получим:

$$du = c_v dT + \left[AT \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - A p \right] dv. \quad (7-24)$$

Уравнения (7-22), (7-23) и (7-24) дают возможность, зная характеристическое уравне-

ние для какого-либо газа и зависимость $c_v = f(T)$, определить u . Выражение $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$, как видно, есть величина, пропорциональная температурному коэффициенту давления β .

Чтобы получить такие же формулы для s , поступим следующим образом. В уравнение (i) подставим найденное значение $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$.

После преобразований получим:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = A \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v. \quad (7-25)$$

Другая производная для s получена была раньше. Из уравнения (5-22) имеем:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}. \quad (7-26)$$

Подставляя найденные значения частных производных s в выражение полного дифференциала, получаем:

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + A \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv. \quad (7-27)$$

Подставляя в выражение первого закона термодинамики

$$dq = du + A p dv$$

значение для du , получаем:

$$dq = c_v dT + AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv. \quad (7-28)$$

При помощи уравнения (7-22) получаем другое выражение для dq :

$$dq = c_v dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + A p \right] dv. \quad (7-29)$$

Если принять $v = \text{const}$, то (7-29) дает, как это ранее и было установлено,

$$dq_v = c_v dT, \quad (7-30)$$

где c_v — теплоемкость в этом процессе. Если же принять $T = \text{const}$, то (7-29) дает:

$$dq_t = \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + A p \right] dv. \quad (7-31)$$

Здесь dq_t представляет собой количество тепла, которое нужно сообщить газу, чтобы повысить его объем, не повышая температуры. Это тепло называют *скрытой теплотой расширения*; в него, очевидно, входит тепло, идущее на работу против сил сцепления между молекулами, т. е. на изменение потенциальной энергии от сил сцепления, а вместе с тем и на работу расширения газа.

с) Вывод уравнений для c_p и c_v . Дифференциальные уравнения, связывающие между собой c_p и c_v , а также каждое из них с параметрами состояния, имеют чрезвычайно важное значение в термодинамике. Как уже было сказано, c_p можно определить опытным путем. Связь между c_p и c_v должна дать возможность определения c_v , которое непосредственно из опыта определить трудно.

Для вывода используем уравнение (7-28)

$$dq = c_v dT + AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv.$$

Если принять $p = \text{const}$, то слева можно вместо dq поставить $c_p dT$:

$$c_p dT = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv + c_v dT,$$

причем здесь в правой части dv и dT связаны условием $p = \text{const}$.

Разделим обе части на dT . Тогда

$$c_p = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + c_v,$$

где частная производная $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ выражает принятое условие.

Иначе:

$$c_p - c_v = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p. \quad (7-32)$$

Частные производные в правой части — величины, определяемые из характеристического уравнения. Если известно последнее и c_p , то по формуле (7-32) можно определить и c_v .

Установим теперь зависимости для изменения теплоемкостей c_p и c_v при $t = \text{const}$.

В предыдущем были выведены соотношения (7-17) и (7-16)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T},$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T = -A \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p.$$

Возьмем вторые производные, тогда

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial p} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T,$$

$$\left(\frac{\partial^2 s}{\partial T^2}\right)_p = -A \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p.$$

Из равенства правых частей имеем:

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -AT \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p. \quad (7-33)$$

Аналогично из уравнений (7-26) и (7-25), полученных ранее,

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}$$

и

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = A \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v,$$

путем вторичного дифференцирования находим:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial T \partial v} = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T$$

и

$$\frac{\partial^2 s}{\partial v \partial T} = A \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v,$$

откуда

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = AT \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v. \quad (7-34)$$

Как было уже сказано, c_p сравнительно легко и точно можно найти из опыта, поэтому зависимость (5-33) имеет большое практическое значение: если левая часть известна из опыта (так, например, поступали для вывода уравнения Кноблауха), то решение этого уравнения дает возможность установления связи между параметрами состояния p , v и T , т. е. характеристического уравнения данного газа.

Пример 7-1. Показать, что внутренняя энергия идеального газа не зависит от изменения объема.

По формуле (7-22)

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p.$$

Для идеального газа

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

Отсюда

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v}.$$

Подставляя в (7-22), получаем:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \frac{RT}{v} - p = p - p = 0.$$

Поэтому для идеального газа

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

Пример 7-2. Определить $s = f(v, T)$ для идеального газа (при $c_v = \text{const}$).

Для определения функции $s = f(v, T)$ находим ее частные производные. По формуле (7-25)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = A \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v.$$

Для идеального газа имеем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{\partial \left(\frac{RT}{v}\right)}{\partial T} = \frac{R}{v},$$

так что

$$\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \frac{AR}{v} \quad (a)$$

и, кроме того, по (7-26)

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}. \quad (b)$$

Из (a) имеем при постоянном T :

$$s = \int \frac{AR}{v} dv + c_1 = AR \ln v + c_1, \quad (c)$$

где $c_1 = f(T)$. Для нахождения c_1 найдем $\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v$ из (c):

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial c_1}{\partial T}\right)_v;$$

полученное приравняем правой части уравнения (b):

$$\left(\frac{\partial c_1}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T}.$$

Интегрируя последнее уравнение, находим:

$$c_1 = \int c_v \frac{dT}{T} + c,$$

где c — постоянная интегрирования, не зависящая ни от v , ни от T .

Таким образом, подставляя в (c), находим:

$$s = AR \ln v + c_v \ln T + c,$$

что мы имели ранее в уравнении (5-25).

Пример 7-3. Найти du для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса. По формуле (7-24)

$$du = c_v dT + \left[AT \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - Ap \right] dv. \quad (d)$$

Из уравнения Ван-дер-Ваальса имеем:

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

Отсюда

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v-b}.$$

Подставляя в (d), находим:

$$du = c_v dT + \frac{ART}{v-b} dv - A p dv.$$

Подставляя сюда значение для p после приведения подобных членов находим:

$$du = c_v dT + \frac{Aa}{v^2} dv.$$

Пример 7-4. Определить $c_p - c_v$ для идеального газа.

Из уравнения Клапейрона дифференцированием находим:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v}; \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}.$$

Отсюда, подставляя в формулу (7-32), находим:

$$c_p - c_v = AR.$$

Пример 7-5. Показать, что для идеального газа c_p и c_v не зависят от давления и от объема.
По формуле (7-33)

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -AT \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p.$$

Определяем левую часть. Из уравнения Клапейрона двойным дифференцированием находим:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p},$$

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p = 0,$$

так что

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = 0,$$

т. е. для идеального газа c_p при $T = \text{const}$ не зависит от давления, а следовательно, и от объема. Аналогично можно показать, что и c_v не зависит от p и v при $T = \text{const}$.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 7-1. Определить i для идеального газа, пользуясь формулами (7-13) и (7-14).

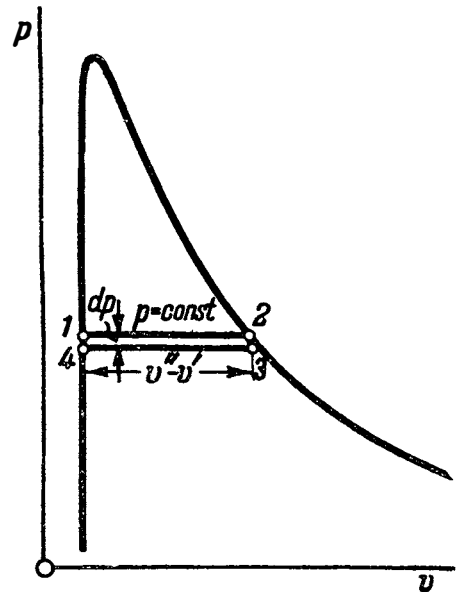
Задача 7-2. Определить s для идеального газа, пользуясь формулами (с) и (d) в § 7-3.

Задача 7-3. Для газа, подчиняющегося уравнению состояния $p(v-b) = RT$, найти c_p и c_v .

Задача 7-4. Для газа, подчиняющегося уравнению состояния $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT$, найти $c_p - c_v$ и выяснить, зависит ли для этого газа c_p от давления (при $t = \text{const}$).

7-4. УРАВНЕНИЕ КЛАПЕЙРОНА-КЛАУЗИУСА

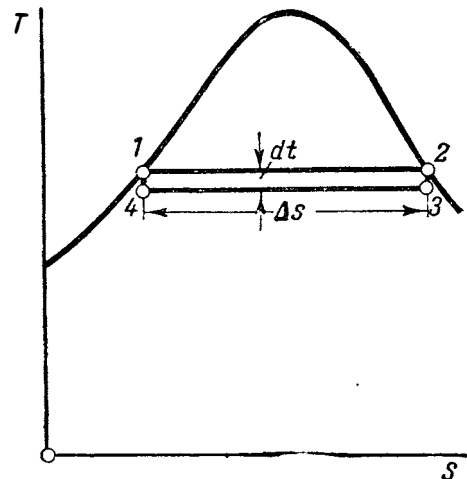
Законы термодинамики позволяют установить зависимость между величинами, изменяющимися в процессе перехода тела из одного агрегатного состояния в другое. Для вывода этой зависимости рассмотрим переход тела из жидкого состояния в газообразное и обратный, для чего рассмотрим цикл преобразования тепловой энергии в механическую, образованный рабочим телом между двумя пограничными кривыми, нижней и верхней. Пусть это будет цикл из двух изохор и двух бесконечно близких изобар. Изобразим его в p - v - и T - s -диаграммах. За исходное состояние примем воду при температуре кипения. Пусть это будет точка 1 (фиг. 7-6), удельный объем ее в этом состоянии обозначим v' . Если подвести к 1 кг воды количество тепла, равное скрытой теплоте парообразования, то она превратится в газообразное состояние; удельный объем ее пусть станет v'' . Процесс парообразования в p - v -диаграмме изобразится прямой, параллельной оси абсцисс, так как принято $p = \text{const}$. Конденсацию произведем при давлении, меньшем на dp , причем про-



Фиг. 7-6.

цессы 2-3 и 4-1 проведены при $v = \text{const}$. Таким образом, весь цикл будет 1-2-3-4-1, где 1-2 и 3-4 — изобары (также и изотермы), а 2-3 и 1-4 — изохоры. Площадь этого прямоугольника представляет полезную работу за цикл.

В T - s -диаграмме этот цикл изобразится фигурой 1-2-3-4-1 (фиг. 7-7), которую и в этой диаграмме в пределе можем считать прямоугольником (и здесь подвод и отвод тепла происходят по линиям, параллельным оси абсцисс, так как в процессах парообразования и конденсации при $p = \text{const}$ и $t = \text{const}$); площадь цикла измеряет количество тепла,



Фиг. 7-7.

пошедшее на полезную работу. За основание прямоугольника можно принять изменение энтропии в процессе парообразования между точками 1 и 2. Так как здесь к телу подводится количество тепла, равное скрытой теплоте парообразования при постоянной температуре T , то изменение энтропии составит:

$$s_2 - s_1 = \frac{r}{T},$$

а полезное тепло в цикле:

$$dq_0 = (s_2 - s_1) dT = \frac{r}{T} dT. \quad (a)$$

Полезная работа определится как площадь в диаграмме $p\upsilon$:

$$d\tau_0 = (\upsilon'' - \upsilon') dp. \quad (b)$$

По свойству циклов преобразования тепловой энергии в механическую

$$dq_0 = A d\tau_0.$$

Принимая во внимание выражения (a) и (b), получаем:

$$\frac{r}{T} dT = A (\upsilon'' - \upsilon') dp.$$

Отсюда

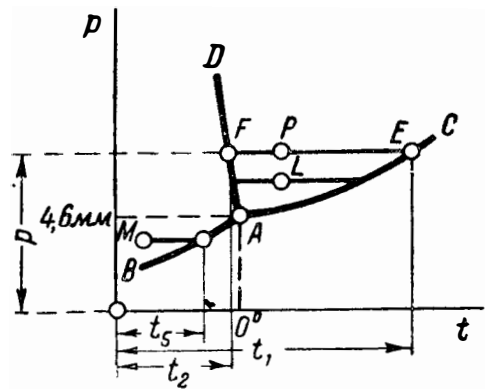
$$\frac{r}{\upsilon'' - \upsilon'} = AT \frac{dp}{dT}, \quad (7-35)$$

где r — в ккал/кг; υ — в $\text{м}^3/\text{кг}$; p — в $\text{кг}/\text{м}^2$. Это уравнение носит название *уравнения Клапейрона-Клаузиуса*. Как видно, оно связывает величину скрытой теплоты парообразования с изменением давления при изменении температуры на 1°C . Это уравнение может служить для определения r , если известны по опытам кривая изменения давления насыщенного пара при изменении температуры $\frac{dp}{dT}$ и разность $\upsilon'' - \upsilon'$, или, наоборот, по известному r может быть найдена разность $\upsilon'' - \upsilon'$.

Полученная зависимость является частным случаем зависимости для перехода тела из какого-либо одного агрегатного состояния в другое.

Аналогичным образом можно получить соотношение между величинами, характеризующими переход однородного тела из любой одной фазы в другую, причем, имея в виду химически однородные вещества, под фазой будем понимать каждое отдельное агрегатное состояние вещества, т. е. для H_2O отдельными фазами могут быть такие: газообразная (водяной пар), жидкая (вода) и твердая (лед)¹.

¹ Как известно из физики, лед при высоких давлениях может быть разной структуры. Каждое из таких видоизменений следует считать за отдельную твердую фазу.



Фиг. 7-8.

Рассмотрим возможные случаи перехода H_2O из одного агрегатного состояния в другое. Такой переход удобно рассматривать в диаграмме $p\text{—}t$ (фиг. 7-8).

Пусть точка P характеризует жидкое состояние с параметрами p и t . Если при $p = \text{const}$ начать подводить к жидкости тепло, то при некоторой температуре t_1 жидкость постепенно будет переходить в пар. Происходит это при $t = \text{const}$ за счет сообщения определенного количества тепла — скрытой теплоты парообразования. В диаграмме $p\upsilon$ этот переход соответствовал участку 1-2 (фиг. 7-6). Здесь этот процесс изобразится точкой E . Таким образом, в точке E мы имеем систему, состоящую из двух фаз, жидкой и газообразной, находящихся в равновесии. Параметры той и другой фазы характеризуются координатами точки E . Отношение же количеств веществ, находящихся в той и другой фазе, в этой диаграмме не видно и для состояния равновесия это значения не имеет.

Если от воды в состоянии P начать отнимать тепло, то при некоторой температуре t_2 жидкая фаза начнет переходить в твердую. Этот переход совершается при отнятии количества тепла, называемого *скрытой теплотой плавления или таяния*.

Ниже температуры t_2 тело будет находиться целиком в твердой фазе. В точке же F система будет состоять из двух фаз: жидкой и твердой (лед, плавающий в воде).

Если начальное состояние взять при другом давлении, например, соответственно точке L , то переход в газообразное состояние произойдет при другой температуре t_1 , а в твердое состояние — при температуре t_2 .

Рассмотрев, таким образом, ряд состояний жидкости, мы получим кривую AC , дающую зависимость $p = f(t)$ для перехода жидкости

в газообразное состояние, и кривую AD , дающую зависимость $p = \psi(t)$ для перехода жидкости в твердое тело.

При более низких давлениях твердое тело может непосредственно переходить в газообразное. Этот процесс называется *возгонкой* или *сублимацией*. Если взять твердое тело, например, при давлении соответственно точке M , то в результате подвода тепла при некоторой температуре t_5 начнется переход его в газообразное состояние. Этот переход при температуре t_5 происходит за счет сообщения некоторого количества тепла, называемого *скрытой теплотой возгонки*. Взяв ряд таких точек, мы получим кривую BA , дающую зависимость $p = \varphi(t)$ для перехода твердого тела в газообразное. Точки этой кривой соответствуют двухфазной системе: твердое тело — газ (водяной пар над поверхностью льда).

Рассмотрение описанных процессов показывает, что в состояниях, находящихся между кривыми AB , AC и AD , тело H_2O может быть целиком в какой-либо одной фазе: правее ломаной кривой BAC — в газообразной, левее кривой BAD — в твердой и между кривыми DA и AC — в жидкой. В состояниях, соответствующих каждой из кривых, тело находится в двух фазах, причем по кривой AC жидкость — газ, по кривой AD жидкость — твердое тело и по кривой AB твердое — газообразное. Очевидно, что в состоянии, характеризуемом точкой A , система заключает в себе одновременно три фазы. Эта точка называется *тройной точкой*.

Для воды значения параметров точки A таковы:

$$p = 4,579 \text{ мм рт. ст.} \approx 4,6 \text{ мм рт. ст.};$$

$$t = 0,0075^\circ\text{C} \approx 0^\circ\text{C}.$$

Напишем уравнение Клапейрона-Клаузиуса для процессов таяния и возгонки (они могут быть выведены аналогично уравнению для процесса парообразования). Обозначим:

s — скрытую теплоту таяния;

n — скрытую теплоту возгонки;

v^0 — удельный объем твердого тела.

Тогда

$$A \frac{dp}{dT} = \frac{r}{T} \frac{1}{v' - v'}, \quad (c)$$

$$A \frac{dp}{dT} = \frac{n}{T} \frac{1}{v' - v^0}, \quad (d)$$

$$A \frac{dp}{dT} = \frac{s}{T} \frac{1}{v' - v^0}. \quad (e)$$

Для кривой AD в случае H_2O

$$v' - v^0 < 0,$$

так что и

$$\frac{dp}{dT} < 0,$$

т. е. с повышением давления температура таяния падает; однако, рост этот незначителен: при изменении на 100 ат температура таяния меняется на 1°C . Практически можно считать температуру таяния не зависящей от давления и считать ее равной 0°C . Вода в отношении линии $p = \psi(t)$ представляет исключение. Для большинства веществ $v' > v^0$, и кривая имеет обратный наклон.

Рассматривая уравнения (c) и (d), можно установить, что для возгонки $\frac{dp}{dT}$ больше, чем для парообразования, т. е. во втором случае давление растет быстрее, так как $n > r$; отсюда заключаем, что линии BA и AC не являются продолжением одна другой.

Из диаграммы pt (фиг. 7-8) можно усмотреть, что если взять систему в каком-либо состоянии, находящемся в области между кривыми AD и AC , то для такого состояния можно произвольно менять параметры p и t , причем тело будет оставаться все в той же фазе.

Иное — для состояния системы, взятой в какой-либо точке одной из кривых диаграммы. Если здесь изменять температуру и поставить требование, чтобы система оставалась попрежнему двухфазной, то давление при этом будет изменяться вполне *определенным* образом.

7.5. ПРАВИЛО ФАЗ

Общее правило, определяющее, сколько параметров можно менять произвольно в данной системе, называется *правилом фаз*. При рассмотрении этого правила представляется необходимым расширить как круг веществ, с которыми мы соприкасались, так и понятие фазы.

До настоящего времени мы рассматривали равновесные состояния систем, состоящих из одного и того же химически однородного вещества, или, как их называют, *однокомпонентные системы*.

В последние годы вследствие разработки термодинамических трансформаторов давления пара (см. далее) теплотехника стала интересоваться и двухкомпонентными системами, т. е. такими, которые состоят из двух химически различных веществ; к числу таких систем принадлежат, например, водные растворы некоторых солей.

По отношению к однокомпонентной системе отдельной фазой было каждое отдельное агрегатное состояние вещества. Если мы имеем двухкомпонентную систему, например, водный раствор соли и над ним пар, то такая система будет двухфазная и в ней раствор —

это жидкая фаза, а пар — газообразная фаза; если в насыщенном растворе находится нерастворенная часть твердого вещества, то это также будет двухфазная система с одной жидкой и одной твердой фазой.

Таким образом, фазами системы можно назвать отдельные части системы, отделенные друг от друга поверхностью раздела. Как видно, они отличаются физическими свойствами и могут быть механически отделены друг от друга. Очевидно, что во всякой системе может быть только одна газообразная фаза, так как два газообразных тела образуют равномерно распределенную смесь, которую механически разделить нельзя.

При решении вопроса о количестве параметров, могущих изменяться произвольно, для однокомпонентной системы рассматривают лишь давление и температуру. Для двухкомпонентной системы прибавляется еще один параметр — концентрация одного из веществ в каждой фазе.

Представляет интерес, таким образом, вопрос, какое же число из указанных параметров данного равновесного состояния системы можно менять по произволу при переходе системы от одного состояния равновесия к другому, причем предполагается, что число фаз в этом процессе остается неизменным. Число таких параметров состояния называется *числом степеней свободы*¹.

Упомянутое правило фаз, установленное английским физико-химиком *Дж. Гиббсом*, и дает ответ на этот вопрос. Это правило выражено следующей математической зависимостью:

$$F = 2 + n - r.$$

Здесь n — число компонентов системы;

r — число фаз;

F — число параметров, которые по произволу можно менять при переходе от одного состояния равновесия к другому, иначе говоря, число степеней свободы системы.

Рассмотрим несколько примеров применения правила фаз.

Пусть, например, $n = 1$, тогда при $r = 1$ имеем:

$$F = 2,$$

т. е.

в однокомпонентной однофазной системе при переходе от одного состояния равновесия к другому можно менять оба параметра — давление и температуру — независимо друг от друга,

иначе говоря, такая система обладает двумя степенями свободы. Это мы неоднократно видели при рассмотрении характеристических уравнений.

При

$$n = 1 \text{ и } r = 2$$

имеем:

$$F = 1,$$

т. е.

однокомпонентная двухфазная система обладает всего одной степенью свободы,

иначе говоря, из двух параметров p и t по произволу можно менять только один, другой при этом будет меняться в зависимости от изменения первого.

И, действительно, нам известно, что для этого случая всегда имеется зависимость

$$t = f(p),$$

[например, для водяного пара ее можно проследить по таблицам насыщенного пара (см. далее)].

Далее, при

$$n = 1 \text{ и } r = 3$$

имеем:

$$F = 0,$$

т. е.

трехфазная система не имеет ни одной степени свободы.

И, действительно, если тело находится в равновесии одновременно в трех фазах (тройная точка), то это возможно только при вполне определенных значениях параметров давления и температуры; невозможно ни один из этих параметров изменить, чтобы система осталась попрежнему в состоянии трех фаз.

Наконец, правило фаз показывает, что для однокомпонентной системы невозможно одновременное существование четырех фаз (газ, жидкость и две разные твердые фазы), так как при этом F получилось бы отрицательным.

Если теперь взять двухкомпонентную систему, т. е. если $n = 2$, то при $r = 1$ получим:

$$F = 3.$$

Например, в каком-либо жидком растворе независимо один от другого можно менять все три параметра: концентрацию, давление и температуру, т. е. такая система обладает *тремя* степенями свободы.

В этой же двухкомпонентной системе при $r = 2$ и $F = 2$, т. е. в двухфазной двухкомпонентной системе, при изменении двух параметров третий принимает вполне определенное значение. Так, если имеется жидкий раствор вещества и пар над ним, то давление в этой системе будет целиком определяться температурой и концентрацией раствора, т. е.

$$p = f(t, c),$$

и, наоборот,

$$t = \varphi(p, c),$$

где c — концентрация.

Далее, при $r = 3$ получаем:

$$F = 1,$$

т. е. в трехфазной двухкомпонентной системе (пар над раствором, в котором имеется нерастворенное твердое вещество) по произволу можно менять один параметр.

Наконец, при $r = 4$ находим:

$$F = 0.$$

Это состояние относится к тому случаю, когда в твердой фазе находятся и растворитель, и растворенное вещество. Такое состояние возможно только при вполне определенных значениях p , t и c . Иначе говоря, оно не обладает ни одной степенью свободы, так как нельзя изменить ни один из параметров, чтобы система, оставаясь четырехфазной, перешла в новое состояние равновесия.

7-6. ПОСТРОЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ

Полученным ранее уравнением Клапейрона-Клаузиуса можно воспользоваться для установления поправок к какой-либо эмпирической шкале температур, т. е. для построения термодинамической шкалы температур.

Под *эмпирической шкалой* понимается шкала, построенная по какому-либо веществу и таким образом зависящая от его свойств. *Термодинамическая шкала* строится с использованием зависимостей, вытекающих

¹ Здесь это понятие, как видно, имеет другой смысл, чем в § 2-1.

из законов термодинамики таким образом, что она не зависит от свойств какого-либо вещества. Термодинамической шкале соответствует и шкала идеального газа (см. § 1-).

В уравнении Клапейрона-Клаузиуса, полученном на основании второго закона термодинамики, T — это температура, определяемая термодинамической шкалой; будем ее называть *термодинамической температурой*.

Обозначим эмпирическую температуру по шкале какого-нибудь реального термометра τ и будем искать связь между T и τ в форме

$$T = f(\tau).$$

В этом случае

$$\frac{dT}{dp} = \frac{dT}{d\tau} \frac{d\tau}{dp}.$$

Подставляя в формулу (7-35), получим:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{d\tau} \frac{d\tau}{dp} = A \frac{v'' - v'}{r},$$

откуда

$$\frac{dT}{T} = A \frac{v'' - v'}{r} \frac{dp}{d\tau} d\tau.$$

Интегрируя между T_1 и T_2 , чему в эмпирической шкале будут соответствовать температуры τ_1 и τ_2 , получим:

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = A \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{v'' - v'}{r} \frac{dp}{d\tau} d\tau,$$

откуда

$$\frac{T_2}{T_1} = e^{A \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{v'' - v'}{r} \frac{dp}{d\tau} d\tau}, \quad (7-36)$$

$$A \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{v'' - v'}{r} \frac{dp}{d\tau} d\tau.$$

$$T_2 = T_1 e$$

В правой части все величины, кроме T_1 , получаются из опыта. Таким образом, если для какого-либо состояния принять

$$T_1 = \tau_1$$

то для любого состояния с температурой τ_2 , определенной по эмпирической шкале, можно определить термодинамическую температуру T_2 и, таким образом, найти поправку к эмпирической температуре. Так строится термодинамическая шкала температур.

Отклонения последней от водородной шкалы очень незначительны. Между температурой таяния льда и кипения воды они не превышают $\frac{1}{20}$ °C, причем в этом

интервале водородный термометр показывает более высокую температуру, а за температурой кипения воды — более низкую, чем термометр по термодинамической шкале. При 3 °C над точкой таяния льда водородный термометр показывает температуру почти на $\frac{1}{2}$ °C меньшую, чем термодинамическая.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ ВОДЯНОЙ ПАР

8-1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ. ТАБЛИЦЫ ВОДЯНОГО ПАРА

Как указывалось, агрегатное состояние тела зависит от сил сцепления между молекулами. По мере приближения молекул друг к другу силы сцепления увеличиваются. При достаточном увеличении давления молекулы могут настолько приблизиться друг к другу и силы сцепления настолько увеличиться, что газообразное тело перейдет в жидкое. Однако, это может произойти лишь в том случае, если «подвижность» молекул газа в данном состоянии не превосходит известного предела, т. е. переход тела из газообразного состояния в жидкое возможен при определенной температуре для данного давления. Чем температура выше, тем нужно большее давление, чтобы создать условия, благоприятные для перехода газа в жидкое состояние.

При некоторых температурах этот переход совершенно невозможен. опыты Эндрюсса (1869 г.) показали, что переход газа в жидкость происходит лишь при температурах ниже критических (§ 7-1).

При достаточном удалении от температуры сжижения, которая, как это видно из диаграммы Эндрюсса, зависит от внешнего давления, под которым находится газ, силы сцепления настолько малы, что можно ими пренебречь. Таким образом, чем меньше давление и чем больше температура, тем газообразное тело больше приближается к идеальному и к нему может быть применено уравнение Клапейрона $pv = kT$ и все законы идеальных газов.

В табл. 8-1 приведены температуры сжижения отдельных газов при нормальном давлении. Из нее видно, что водяной пар в этих условиях легко переходит в жидкое состоя-

ТАБЛИЦА 8-1

Название газа	T_k , °K	t_k , °C
Гелий	4,0	-269,0
Водород	21,0	-253,0
Азот	77,3	-196,0
Кислород	90,0	-183,0
Углекислый газ	190,0	- 78,0
Сернистый газ	262,9	- 10,1
Аммиак	253,5	- 33,5
Вода	373,0	+100,0
Алкоголь	351,1	+ 78,1
Эфир	308	+ 35,0

ние. Однако, и водяной пар, будучи взят при высокой температуре и малом давлении, может подходить под понятие идеального газа. В таком состоянии он встречается, например, как один из составляющих газов в смеси продуктов сгорания топлив при не очень низких температурах, и там к нему применимы уравнения и законы идеальных газов.

В теплотехнике водяной пар применяют, главным образом, как рабочее тело в тепловых двигателях и теплообменных аппаратах. В этом случае он находится при температурах, не слишком удаленных от температур сжижения, и применение к нему уравнения идеальных газов повело бы к значительным ошибкам.

Итак, факторы, отличающие реальный газ от идеального, — силы сцепления и объем самих молекул — при составлении характеристического уравнения для водяного пара в интересующих нас состояниях не могут быть пренебрегаемы, и их следует учитывать при выводе соотношений для параметров газового состояния p , v и T .

Такой учет влияния сил сцепления и объема молекул мы имеем в уравнении Ван-дер-Ваальса (§ 7-1). Однако, последнее не учитывает некоторых явлений и не может быть признано достаточно точным.

Как указано в § 7-2, для реального газа был предложен ряд уравнений. Здесь следует указать еще на эмпирическое уравнение Коха для водяного пара, которое считается достаточно точным для тех состояний, которые интересуют теплотехнику.

Из рассмотрения всех уравнений, предложенных для водяного пара, можно заключить, что они все слишком сложны, чтобы ими пользоваться в повседневных теплотехнических расчетах. Это заставляет в расчетах с водяным паром широко использовать табличные зависимости и графики. Так и поступают.

Для водяного пара по тому или иному принятому уравнению составляют с определенными интервалами таблицы, которыми и пользуются в расчетах. Между принятыми интервалами пользуются интерполяцией, исходя при этом чаще всего из предположения о прямой зависимости изменения искомой величины в этом интервале.

Ввиду особой важности, которую для технических целей имеют эти таблицы, для уточнения их в период 1929—1934 гг. происходили международные конференции исследователей водяного пара. На этих конференциях в результате изучения экспериментальных данных были отобраны наиболее вероятные значения параметров водяного пара и по ним составлены так называемые *скелетные таблицы*. Соответствие таблиц и диаграмм для водяного пара, предлагаемых в различных странах (Каллендар — Англия, Кенан—США, Кох — Германия, Гавличек — Чехословакия), международным скелетным таблицам может служить мериллом достоверности предлагаемых таблиц.

Из опубликованных в СССР таблиц следует отметить таблицы Коха (1937 г.).

В СССР в настоящее время пользуются таблицами М. П. Вукаловича, составленными по предложенному им уравнению для водяного пара. Подробные таблицы М. П. Вукаловича¹ опубликованы отдельным изданием. В конце книги (табл. III) эти таблицы приведены в сокращенном виде.

8-2. ИСПАРЕНИЕ И КИПЕНИЕ. ПРОЦЕСС ПАРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ $p = \text{const}$; p - v -ДИАГРАММА ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Молекулы жидкости, так же как и молекулы газа, находятся в хаотическом тепловом движении; силы сцепления между молекулами здесь значительно большие. Скорости отдельных молекул жидкости, так же как и молекул газа, различны.

Если над жидкостью имеется свободное пространство, то наиболее «подвижные» молекулы жидкости, т. е. обладающие большей кинетической энергией, преодолевают поверхностное натяжение и вылетают в свободное пространство. Одновременно происходит и обратное явление, т. е. некоторые молекулы пара, находящиеся в пространстве над жидкостью, сталкиваясь с поверхностью

¹ Проф. М. П. Вукалович, Термодинамические свойства водяного пара, Гостэнергиздат, 1946 г.

жидкости, возвращаются обратно в жидкость. Если вначале над жидкостью, находящейся в закрытом сосуде, не было пара, то до некоторого момента число первых молекул будет превалировать и количество жидкости будет уменьшаться. Такой процесс носит название *испарения жидкости*. Он происходит при любой температуре жидкости. Через некоторый промежуток времени в пространстве над жидкостью окажется столько молекул, что устанавливается равновесие между числом улетающих из жидкости и прилетающих в нее молекул. Такое равновесие называется *динамическим*, а пар над жидкостью — *насыщенным*.

Количество молекул насыщенного пара, занимающих представленный им объем, будет вполне определенным, что при определенной температуре будет обуславливать и определенное *давление* пара. Если при неизменной температуре объем, занимаемый насыщенным паром, уменьшить, то часть молекул перейдет в жидкость, и наоборот, если в тех же условиях объем насыщенного пара увеличить, то часть жидкости испарится. Таким образом, *давление насыщенного пара будет оставаться при одной и той же температуре одинаковым и будет определяться только температурой пара*.

Для процесса испарения, как мы видели, необходимо создать поверхность раздела. Однако, эту поверхность можно получить и внутри жидкости; в этом случае в ней образуются пузырьки пара. При наличии последних испарение будет происходить внутри пузырьков. Это явление носит название *кипения жидкости*.

Пузырьки внутри жидкости могут существовать в том случае, если давление пара в них будет равно или чуть больше внешнего давления, под которым находится жидкость. В противном случае при появлении они тотчас же были бы сжаты, т. е. существование их в этих условиях было бы невозможно. Так как давление насыщенного пара определяется температурой, то и образование пузырьков, т. е.

процесс кипения жидкости, может происходить лишь при вполне определенной для данного давления температуре, называемой температурой кипения.

Началу кипения жидкости способствуют растворенные в ней газы. При нагревании они начинают выделяться в виде пузырьков, чем создают необходимую для начала кипения поверхность раздела. Таким образом, эти пу-

зырьки играют роль центров парообразования, без которых не может начаться процесс кипения. При отсутствии таких центров температура жидкости может превысить температуру кипения и парообразование может запаздывать. Это явление носит название *перегрева жидкости*.

Получение водяного пара в технике осуществляют в специальных агрегатах — *паровых котлах*. В зависимости от целей паровые котлы имеют самые разнообразные конструкции. По размерам котлы также сильно отличаются между собой. Для домашнего отопления применяют малые котлы с поверхностью нагрева в несколько квадратных метров. На крупных же электростанциях применяют крупные паровые котлы высотой в десятки метров, производящие до 100—200 т и более пара в час.

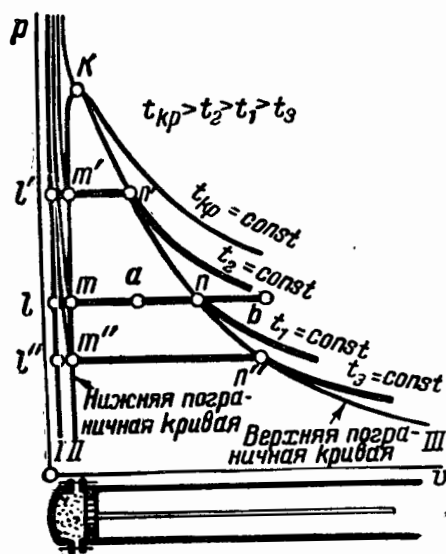
В паровых котлах независимо от их назначения, величины и конструкции водяной пар получают всегда принципиально одинаковым способом, а именно — *при постоянном давлении*; величина же давления весьма различна, от 1—2 до 100 ат и выше.

Изучение свойств водяного пара мы начнем с рассмотрения его образования из воды, причем будем изображать изменения его состояния в *p-v*-диаграмме (типа Эндрюсса); для удобства рассмотрим его образование не в котле, а в цилиндре с подвижным поршнем, что не должно отразиться на выводах.

Пусть в таком цилиндре помещен 1 кг воды при 0°С и давлении p_1 ата. Объем воды обозначим v'_0 (фиг. 8-1).

Так как жидкость при не слишком высоких температурах можно считать несжимаемой, то будем исходить из того, что объем при любом p и при одинаковой в обоих случаях температуре один и тот же; для 0°С с достаточной степенью точности можно принять его равным 0,001 м³/кг. Обозначим в диаграмме *p-v* данное состояние воды точкой *l* (фиг. 8-1).

Если начать подводить к жидкости тепло при постоянном давлении, объем и температура ее будут увеличиваться (для простоты пренебрегаем тем, что вода имеет наибольшую плотность при 4°С, а не при 0°С). При достижении температуры кипения начинается превращение воды в пар. На диаграмме это состояние отмечено точкой *m*. Данной температуре кипения будет соответствовать вполне определенный удельный объем жидкости, который обозначим v' . При дальнейшем подведении тепла температура будет оставаться



Фиг. 8-1.

постоянной, количество воды будет уменьшаться, количество же пара увеличиваться. Процесс парообразования прекратится в точке n , когда в пар превратится последняя капля жидкости. Таким образом, между точками m и n мы будем иметь в рассматриваемом объеме цилиндра смесь пара и жидкости. Такую систему тел, как было уже указано, называют *двухфазной* системой, понимая под одной фазой — жидкость, под другой — пар. Определенному объему, занимаемому смесью, будет соответствовать вполне определенное количество молекул пара, т. е. определенное весовое количество пара, так что в этом промежутке пар будет *насыщенный*; в смеси с жидкостью, т. е. в состояниях, соответствующих промежутку между точками m и n , он называется *влажным насыщенным* или просто *влажным паром* (при этом безразлично, сосредоточена ли жидкость в нижней части цилиндра или распределена в виде капель по всему объему), а в точке n , где вся жидкость превратилась в пар, — *сухим насыщенным* или просто *сухим паром*. Удельный объем пара в этом состоянии будем обозначать v' .

В продолжение всего процесса паробразования температура смеси остается постоянной, она называется *температурой кипения* или *температурой насыщения* и обозначается t_s . Как было указано ранее, эта температура зависит от внешнего давления, под которым находится жидкость.

В состояниях между точками m и n пар насыщает пространство, им занимаемое; это свойство проявляется в том, что если при

данной температуре уменьшить или увеличить объем, то давление пара при этом не изменится, как это можно было бы наблюдать у газа, а часть его перейдет в жидкость в первом случае или же жидкость частично превратится в пар во втором случае.

Если для какого-либо промежуточного между точками m и n состояния, например, для точки a , в 1 кг влажного пара имеется x кг сухого насыщенного пара и $(1-x)$ кг воды, то x называется *степенью сухости* пара или *паросодержанием*, а $(1-x)$ — *степенью влажности* пара или *влажностью*. Таким образом, x есть отношение веса сухого насыщенного пара в смеси к общему весу влажного насыщенного пара. Так, если мы имеем 5 кг влажного насыщенного пара, в котором 0,2 кг воды, то паросодержание составляет:

$$x = \frac{5 - 0,2}{5} = 0,96;$$

$$x = 0,96 \cdot 100 = 96\%.$$

Для точки m , очевидно, $x=0$; для точки n оно составляет $x=1$.

Обратим внимание на некоторые количественные соотношения. Если $p_1 = 1,033 \text{ ата}$, то $t_s = 100^\circ\text{C}$ и $v' = 0,0010435 \text{ м}^3/\text{кг}$, т. е. при нагревании до точки кипения объем увеличится всего на 4,3%. При $t_s = 200^\circ\text{C}$ $v' = 0,001156 \text{ м}^3/\text{кг}$, т. е. объем увеличится на 15,7% в сравнении с объемом при 0°C . Иное изменение объема будет при превращении воды в пар. Если из воды при 100°C (давление $1,033 \text{ ат}$) получить пар той же температуры и давления, то объем его будет $v'' = 1,673 \text{ м}^3/\text{кг}$, т. е. объем увеличится почти в 1650 раз. При давлении $p_1 = 20 \text{ ата}$ в этом случае объем увеличивается в 86 раз, при давлении $p_1 = 100 \text{ ата}$ — в 12,7 раза.

Если к сухому насыщенному пару, состояние которого определяется точкой n , продолжать подводить тепло, то удельный объем пара и его температура будут увеличиваться. В этом состоянии одно и то же весовое количество пара может при $p = \text{const}$ занимать разные объемы, т. е. пар в этом состоянии не насыщает пространства, в котором он находится, поэтому его называют *ненасыщенным* или, чаще, — *перегретым паром*. Начиная от точки n и далее вправо, система является уже однофазной.

Возвращаясь к состоянию пара в точке n , в каком он был назван сухим, можно отметить, что здесь

определенному давлению соответствуют вполне определенная температура и определенный удельный объем его,

т. е. его состояние определяется вполне одним из названных параметров.

Исходя из этого, можно сказать, что пар, имеющий при данном давлении температуру или удельный объем больше, чем соответствующие параметры сухого пара, будет перегретым паром; всякий же пар, удельный объем которого при некотором давлении меньше удельного объема сухого пара и больше удельного объема жидкости в состоянии кипения, будет влажным паром; при температуре более низкой, чем температура насыщения при данном давлении, это будет жидкость.

Если далее взять воду при 0°C и другом давлении p_2 , более высоком, чем давление p_1 , то объем ее будет такой же, как и при p_1 , т. е. $v_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$, поскольку было принято, что вода несжимаема. При нагревании воды в этом случае процесс парообразования начнется при более высокой температуре t_s , так как взятое давление $p_2 > p_1$; следовательно, объем воды при достижении точки кипения будет больше, чем раньше. Если в этом случае начальное состояние воды обозначить буквой t' , то состояние воды при температуре кипения, обозначаемое буквой m' , будет лежать на своей изобаре правее точки m ; продолжая подводить тепло к кипящей воде, мы будем получать влажный насыщенный пар и в точке n' получим сухой насыщенный пар. Точка n' лежит левее точки n .

Если рассмотреть еще несколько случаев парообразования с повышающимся каждый раз начальным давлением воды, то точки, характеризующие состояние воды при 0°C , будут ложиться на прямой, параллельной оси ординат; точки, принадлежащие воде в состоянии кипения, по мере роста давления будут отклоняться вправо, а точки, характеризующие состояние сухого насыщенного пара, — влево. При некотором давлении эти две точки должны совпасть.

Соединив между собой соответственно точки l, l', l'' , точки n, n', n'' , а также точки m, m', m'' , мы получим три кривые I, II и III , из которых кривой I соответствует вода при 0°C , кривой II — вода при температуре кипения и кривой III — сухой насыщенный пар. Кривая II называется *нижней пограничной* или *нижней предельной*, а кривая III — *верхней пограничной* или *верхней предельной* кривой.

Из расположения кривых видно, что чем больше давление воды, тем большей «подвижностью» должны обладать молекулы, чтобы оторваться от жидкости, т. е. с повышением давления температура кипения, а следовательно, и удельный объем воды увеличивается. С другой стороны, чем больше давление, тем меньше удельный объем сухого пара. При некотором давлении удельный объем воды при температуре кипения становится равным удельному объему сухого насыщенного пара. В этой точке исчезает различие в свойствах пара и жидкости, и кривые II и III переходят одна в другую. Называется эта точка, как уже было указано в § 7-1, *критической*.

Для водяного пара¹ имеем:

$$t_{кр} = 374^\circ\text{C}; p_{кр} = 226 \text{ атм};$$

$$v' = v'' = v_{кр} = 0,0031 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$\gamma' = \gamma'' = \gamma_{кр} = 322 \text{ кг/м}^3;$$

$$i' = i'' = 498 \text{ ккал/кг}; r = 0;$$

$$s' = s'' = 1,052 \text{ ккал/кг град}.$$

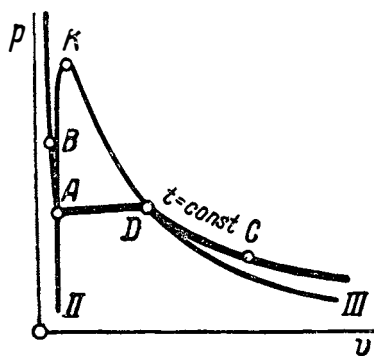
Таким образом, кривые I, II и III делят всю диаграмму на три части: область между I и II — жидкость; область II — III — смесь кипящей жидкости и пара, т. е. влажный насыщенный пар, и область правее кривой III — перегретый пар, иначе говоря, в первой и третьей области система будет однофазной, в промежуточной — двухфазной.

Если через точки m и n , m' и n' и т. д. провести изотермы, получим диаграмму типа Эндрюсса для водяного пара.

8-3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Удельный объем и удельный вес. Вода. Уже было отмечено, что если считать жидкость несжимаемой, то для воды при $t = 0^\circ\text{C}$ и любом давлении $v_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$ и $\gamma_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$. Для всех других температур значения v' , определенные экспериментально, можно найти в табл. I и II Коха (см. приложения в конце книги). Табл. I построена по аргументу — температура, и стоящие в третьем вертикальном столбце значения v' , строго говоря, относятся к соответствующим значениям давления, указанным во втором столбце таблицы; иначе говоря, значения v' , там указанные, относятся к состоянию кипения, например, к точке A на фиг. 8-2; считая жидкость для не очень больших давлений несжимаемой, можно относить эти значения к той же температуре и более высокому давлению, на-

¹ По данным Американского Бюро стандартов.



Фиг. 8-2.

пример, к точке *B* на той же фигуре. При давлениях меньших, чем указанные для данной температуры, это будет перегретый пар (точка *C*). К этому состоянию стоящее здесь значение, разумеется, не может быть отнесено.

Значения *v* для состояния кипения, но по аргументу — давлению — помещены в табл. II. Если исходить из несжимаемости жидкости, эти значения можно относить к температуре насыщения, стоящей во втором вертикальном столбце, и любому более высокому давлению.

При высоких температурах изменение объема в изотермическом процессе становится заметным и пренебрегать им, т. е. считать жидкость несжимаемой, нельзя. Соответствующие значения удельного объема воды по Коху даны в табл. III (в отличие от принятого в других таблицах эти значения даны в $\text{дм}^3/\text{кг}$, т. е. для получения этих значений в $\text{м}^3/\text{кг}$ нужно табличные значения разделить на 1000). Значения удельного веса воды по известному удельному объему можно определить при помощи формулы (1-6).

Сухой насыщенный пар. Как было указано ранее, состояние сухого насыщенного пара вполне определяется его давлением, так как каждому значению давления сухого насыщенного пара соответствует определенная температура и определенный удельный объем. Значения этих параметров сведены в табл. I и II.

В вертикальных столбцах 4 и 5 этих таблиц помещены значения удельного веса и удельного объема сухого насыщенного пара данного давления или температуры.

Приближенное значение температуры насыщенного пара по давлению можно получить при помощи следующей простой эмпирической формулы, достаточно верной между 0,9 *ата* и 40 *ата*:

$$t_s = 100 \sqrt[4]{p_s} \quad (8-1)$$

где p_s надо брать в кг/см^2 (*ата*).

Более точное значение можно получить по формуле

$$t_s = 100 \sqrt[4]{p_s} - 0,6 p_s, \quad (8-2)$$

дающей хорошее сходжение с таблицами вплоть до критического давления.

На фиг. 8-3 приведена кривая изменения температуры пара в зависимости от изменения давления:

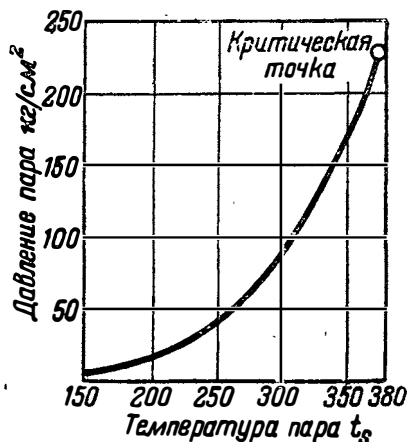
$$t_s = f(p).$$

Зависимость между давлением и удельным объемом сухого насыщенного пара практически достаточно точно выражается уравнением Молье:

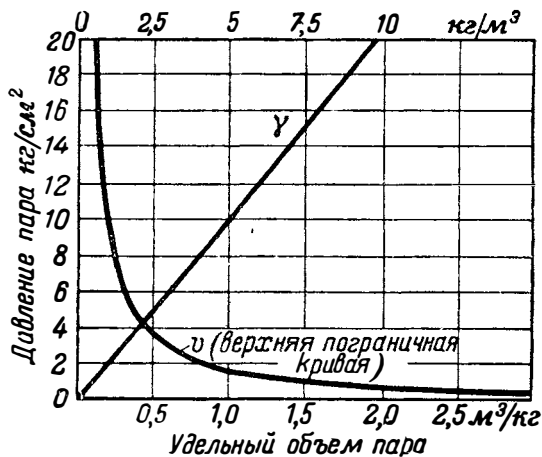
$$p^{15} v' = 1,7235. \quad (8-3)$$

Здесь p взято в кг/см^2 (*ата*).

В p - v -диаграмме линия удельных объемов сухого насыщенного пара — гиперболическая



Фиг. 8-3.



Фиг. 8-4.

кривая (фиг. 8-4), а удельный вес в зависимости от давления—слабо изогнутая кривая.

Влажный насыщенный пар. Температура влажного пара, так же как и сухого, определяется давлением и находится по тем же табл. I и II. Удельный объем влажного пара данного давления p зависит от паросодержания или степени сухости x .

1 кг такого пара состоит из x кг сухого насыщенного пара удельного объема v'' и $(1-x)$ кг воды удельного объема v' , поэтому удельный объем влажного пара составит:

$$v = v''x + (1-x)v'. \quad (8-4)$$

Член $(1-x)v'$, представляющий собой объем воды, для малых давлений и больших x мал в сравнении с объемом сухого пара и в этих случаях им пренебрегают, тогда формула (8-4) принимает вид:

$$v = v''x, \quad (8-5)$$

откуда видно, что удельный объем влажного пара всегда меньше удельного объема сухого пара.

Для больших давлений и малых x второй член формулы (8-4) следует принимать во внимание (см. пример 8-9).

Удельный вес влажного пара составляет:

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{1}{v''x + (1-x)v'}. \quad (8-6)$$

Если пренебречь вторым членом в знаменателе по указанным здесь соображениям, то удельный вес влажного пара можно представить формулой

$$\gamma = \frac{1}{v''x}.$$

Заменяя по (1-6)

$$\frac{1}{v''} = \gamma'',$$

получим для удельного веса влажного пара:

$$\gamma = \frac{\gamma''}{x}, \quad (8-7)$$

т. е. удельный вес влажного пара всегда больше удельного веса сухого насыщенного пара.

Температура влажного насыщенного пара является функцией давления и во время процесса паробразования остается постоянной, так что параметры—давление и температура—не определяют состояния влажного пара в смысле количественного соотношения его составляющих (сухого пара и кипящей воды). Для такой характеристики пара здесь необходимо еще знание v или x . Это харак-

терно для двухфазной системы, какую и представляет собой влажный пар.

Перегретый пар. При рассмотрении уравнения Ван-дёр-Ваальса и диаграммы Эндрюсса было указано, что состояние газообразного тела, находящееся между кривой насыщения и критической изобарой, называют *паром* данной жидкости. Чем дальше газообразное тело удалено от кривой насыщения, тем больше оно подходит под понятие идеального газа, следовательно, тем точнее будут результаты вычислений, сделанных по характеристическому уравнению

$$pv = RT.$$

Как уже было указано, употребляемый в паровых двигателях перегретый пар находится близко к кривой насыщения, поэтому пользование уравнением Клапейрона дает большие отклонения от действительных значений, полученных опытным путем. В качестве первого приближения для определения параметров перегретого пара небольших давлений с давних пор пользовались эмпирическими формулами вида:

$$p(v - B) = RT, \quad (8-8)$$

где

$$R = \frac{848}{18} = 47,1 \text{ кгм/кг град.}$$

Однако, величина B , которую раньше считали постоянной, в действительности является переменной, вследствие чего пользование формулой (8-8) для точных расчетов неудобно.

Для вычисления значений удельного объема перегретого пара было предложено много других формул. Каждая из них в свое время служила отправной для составления таблиц перегретого пара.

В настоящей книге приведены значения удельных объемов перегретого пара по уравнению М. П. Вукаловича (табл. III в конце книги).

Энтальпия (теплосодержание). В теплотехнических расчетах, касающихся водяного пара, особенно распространен подсчет количества тепла в процессе $p = \text{const}$, так как процесс парообразования в паровых котлах, а вместе с тем и в ряде других аппаратов происходит при постоянном давлении. Как было показано в § 3-7 [формула (3-41)], такой подсчет легко произвести, если известны начальное и конечное значения энтальпий рабочего тела в рассматриваемом процессе, т. е.

$$q_p = i_2 - i_1. \quad (8-9)$$

Вода. Из формулы (8-9) видно, что в расчетах всегда интересуются разностью энтальпий, поэтому безразлично, какое состояние принять за начало отсчета этой величины, т. е. безразлично, какому состоянию следует дать значение $i = 0$.

Условились началом отсчета считать состояние воды при 0°C и при давлении насыщения, соответствующем этой температуре.

Из табл. I видно, что это давление составляет $p_s = 0,006228 \text{ ата}$. Итак, для $t = 0^\circ\text{C}$ и $p = 0,006228 \text{ ата}$

$$i'_0 = 0 \text{ ккал/кг.}$$

По определению имеем:

$$i'_0 = u'_0 + A p_0 v'_0. \quad (\text{a})$$

Из этого уравнения легко получить значение u'_0 для состояния $t = 0^\circ\text{C}$ и $p = 0,006228 \text{ ата}$. Оно составит

$$u'_0 \approx -0,0015 \text{ ккал/кг}$$

(см. пример 8-11). Ввиду чрезвычайной малости этой величины обычно принимают

$$u'_0 = 0.$$

Подсчет показывает (см. пример 8-12), что вследствие малой сжимаемости воды значение u'_0 ничтожно мало и для других, даже очень больших давлений (порядка 150—200 ат).

Ввиду этого для $t = 0^\circ\text{C}$ и любом давлении принимают:

$$u'_0 = 0. \quad (\text{b})$$

В табл. III слева от ступенчатой кривой приведены значения параметров v , i , s для воды различных давлений и температур. Рассматривая значения для i' при $t = 0^\circ\text{C}$, убеждаемся, что они даже для высоких значений p малы, поэтому этими значениями часто пренебрегают и считают, что для $t = 0^\circ\text{C}$ и практически применяемых давлений

$$i'_0 = 0. \quad (\text{c})$$

Согласно формуле (8-9) для процесса $p = \text{const}$, происходящего между линиями I и II p - v -диаграммы, например, для процесса lm на фиг. 8-1, можно написать:

$$q_p = i' - i'_0.$$

Здесь i' — энтальпия жидкости в состоянии кипения (точка m), i'_0 — энтальпия жидкости при том же давлении и 0°C (точка l). Отсюда для любой точки на нижней пограничной кривой получаем:

$$i' = q_p + i'_0.$$

Здесь q_p — количество тепла, которое требуется подвести к 1 кг жидкости для того, что-

бы от состояния 0°C при данном постоянном давлении довести ее до состояния кипения. Это значение q_p называют *теплотой жидкости* и обозначают буквой λ' . Итак,

$$i' = \lambda' + i'_0. \quad (\text{d})$$

Если исходить из положения (c), то

$$i' \approx \lambda'. \quad (\text{8-10})$$

По определению, как для процесса $p = \text{const}$,

$$\lambda' = \int_0^{t_s} c_p t_s. \quad (\text{8-11})$$

Если принять для не очень высоких температур и давлений теплоемкость постоянной и равной $c_p = 1 \text{ ккал/кг град}$, то

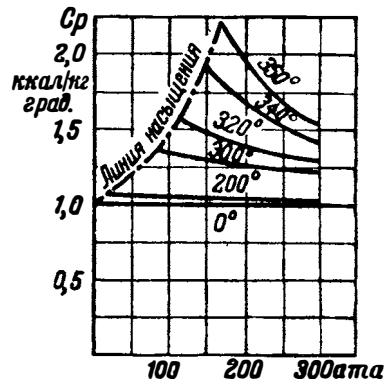
$$i' \approx \lambda' \approx t_s. \quad (\text{8-12})$$

В большом диапазоне давлений и температур теплоемкость воды изменяется значительно, что видно из фиг. 8-5, на которой эта зависимость представлена. Значения энтальпий кипящей воды с учетом зависимости $c_p = f(t, p)$ помещены в табл. I и II.

В табл. III можно найти значения i воды для различных p и t . Сравнивая эти значения с i' (для состояния кипения), из табл. I и II убеждаемся, что для разных давлений при одной и той же температуре эти значения не слишком разнятся друг от друга, т. е. что для воды i от p зависит слабо, а поэтому значения для i' из табл. I и II можно принимать и для других, чем там стоят, давлений.

Из рассмотрения той же табл. III убеждаемся, что приблизительно до 240°C с увеличением давления i для воды растет, а выше 240°C падает (см. пунктирные линии на фиг. 8-9).

Сухой насыщенный и влажный насыщенный пар. Следуя формуле (8-9), можно для изобарического процесса mn



Фиг. 8-5.

между линиями II и III p - v -диаграммы написать:

$$q_p = i'' - i'.$$

Здесь i'' —энтальпия сухого насыщенного пара, i' —энтальпия кипящей жидкости при том же давлении; отсюда для любой точки верхней пограничной кривой

$$i'' = i' + q_p. \quad (e)$$

Здесь q_p —количество тепла, которое необходимо подвести к 1 кг кипящей жидкости (точка m) для того, чтобы превратить ее в сухой насыщенный пар (точка n). Это количество тепла называют *скрытой теплотой парообразования* и обозначают его буквой r . Определением значений r в зависимости от давления (температуры) занимался ряд исследователей. При установлении „скелетных таблиц“ в области высоких давлений приняты значения, найденные Кохом.

Подставляя r в уравнение (e), получаем:

$$i'' = i' + r. \quad (8-13)$$

Если взять состояние пара в точке a (фиг. 8-1), которая характеризует влажный насыщенный пар со степенью сухости x , то, очевидно, это состояние можно получить из воды при 0°C, если к 1 кг кипящей жидкости подвести rx ккал тепла. Если i —энтальпия пара в точке a , то

$$i - i' = rx$$

и

$$i = i' + rx. \quad (8-14)$$

В процессе mn , как указывалось, температура тела не изменяется. Подводимое здесь тепло идет большей частью на преодоление сил сцепления между молекулами, т. е. на изменение внутренней энергии пара. Эта часть называется *внутренней теплотой парообразования* и обозначается буквой ρ . Во время процесса парообразования объем увеличивается от значения v' до значения v'' , что сопровождается совершением работы расширения. Эта последняя по формуле (3-4) составит:

$$w = \int_{v'}^{v''} p dv.$$

Так как $p = \text{const}$, то

$$w = p(v'' - v'). \quad (8-15)$$

На совершение этой работы затрачивается оставшая часть скрытой теплоты парообразования; эта вторая часть называется *внеш-*

ней теплотой парообразования и обозначается буквой ψ .

Таким образом,

$$\psi = Ap(v'' - v') \quad (8-16)$$

и

$$r = \rho + \psi,$$

таким образом:

$$r = \rho + Ap(v'' - v'). \quad (8-17)$$

Это значение можно получить при помощи формулы (7-29). Так как процесс mn изобарно-изотермический, то отдельные части формулы составляют:

$$c_v dT = 0,$$

$$\int_{v'}^{v''} \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv = u'' - u' = \rho,$$

$$\int_{v'}^{v''} A p dv = Ap(v'' - v') = \psi.$$

По (8-17) можно вычислить:

$$\rho = r - Ap(v'' - v').$$

Значения стоящих в правой части r , v'' , v' берут из табл. I и II.

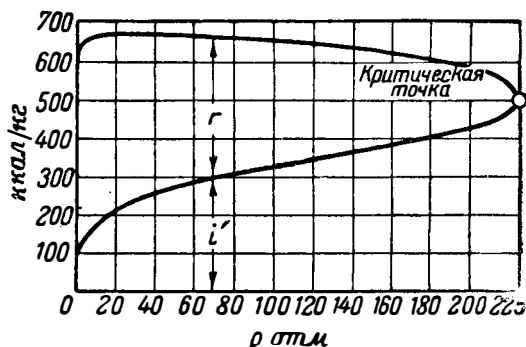
Чем больше давление и температура, тем меньшую работу нужно совершить против сил сцепления в процессе парообразования при $p = \text{const}$, т. е. величина ρ с возрастанием температуры, а следовательно, и давления падает.

Внешняя теплота парообразования сначала увеличивается незначительно, а затем падает, так что сумма

$$r = \rho + Ap(v'' - v')$$

с увеличением p уменьшается и доходит при $p = 226 \text{ атм}$ и $t = 374^\circ\text{C}$ до нуля, как это можно усмотреть из табл. I и II.

Если представить i'' графически в функции p , то, как видно из фиг. 8-6, до $\sim 40 \text{ атм}$ i'' растет, а затем начинает убывать и при $p_{кр}$ принимает наименьшее значение.



Фиг. 8-6.

Из этой же фигуры видно, как распределяется i' в зависимости от давления между i' и r ; это распределение имеет значение при конструировании паровых котлов. Как видно, с увеличением давления увеличивается нагрузка той части поверхности нагрева котла, где происходит подогрев жидкости, и уменьшается для той части, где происходит парообразование.

Перегретый пар. Следуя формуле (8-9), можно для изобарического процесса nb фиг. 8-1, где b — точка, характеризующая рассматриваемое состояние перегретого пара, написать:

$$q_p = i - i'. \quad (f)$$

Здесь i — теплосодержание перегретого пара в точке b .

Из зависимости (f) следует, что для получения перегретого пара из сухого насыщенного необходимо к последнему подвести дополнительное количество тепла. Подвод этого тепла осуществляется в котельных установках пропусканием пара через перегреватель, который обычно составляет одно целое с котлом. Так как из котла пар выходит немного влажным, то в перегревателе он досушивается и затем уже перегревается.

Элементарное количество тепла, идущее на перегрев пара при данном давлении p , составляет:

$$dq_p = c_p dt,$$

где

$$c_p = f(p, t). \quad (8-18)$$

Отсюда количество тепла q_p , называемое здесь *теплотой перегрева*, составляет:

$$q_p = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt. \quad (8-19)$$

Значения теплоемкостей водяного пара как функции температуры и давления экспериментально определялись в Мюнхенской лаборатории технической физики; ими долго пользовались в расчетах.

Аналитическая зависимость

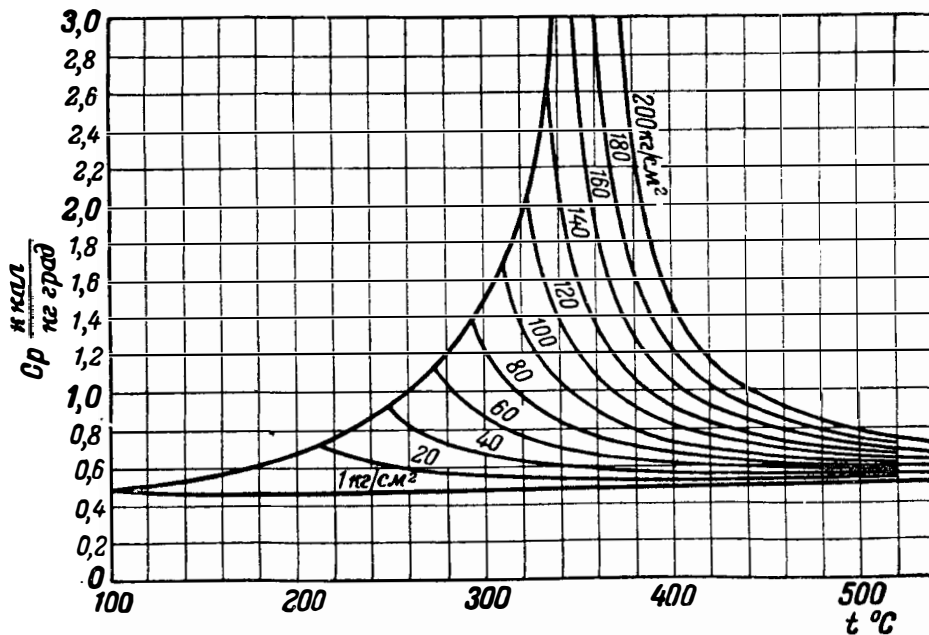
$$c_p = f(p, t)$$

достаточно сложна и пользоваться ею для подсчета q_p по формуле (8-18) неудобно. На фиг. 8-7 приведены найденные аналитическим путем кривые

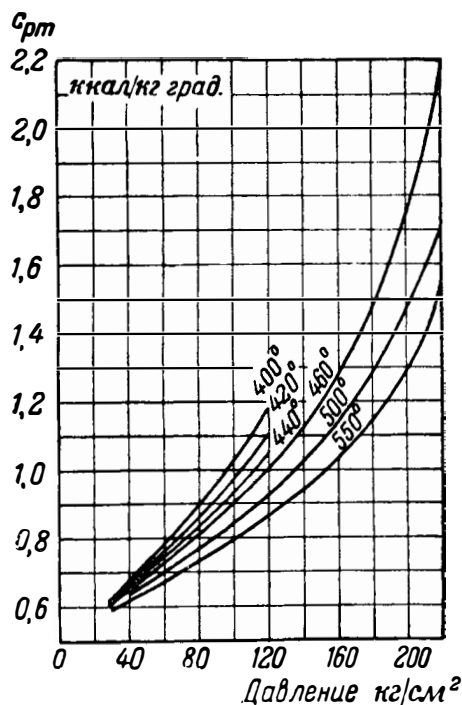
$$c_p = f(t)$$

для различных p по Вукаловичу. По ним графическим путем могут быть определены значения средних теплоемкостей c_{pm} между температурой насыщения и любой температурой перегретого пара. Тогда для подсчета теплоты перегрева q_p можно пользоваться формулой

$$q_p = c_{pm}(t - t_s). \quad (8-20)$$



Фиг. 8-7



Фиг. 8-8.

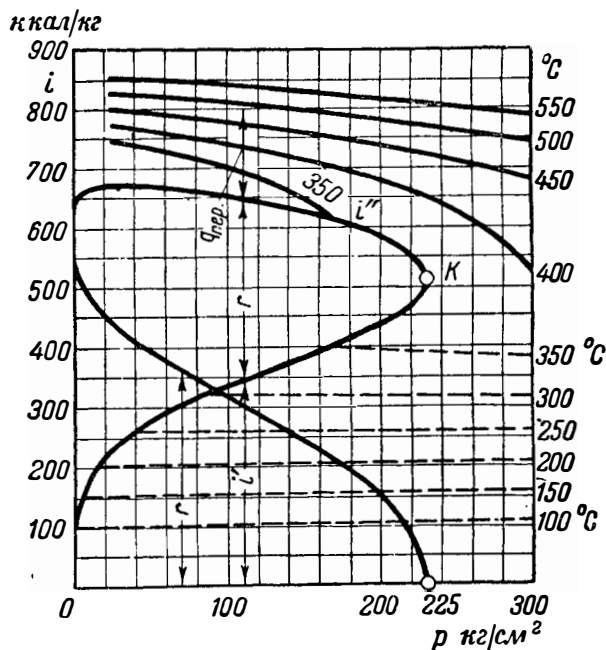
Значения c_{pm} по Коху в функции давления и температуры в графической форме представлены на фиг. 8-8. Из нее видно, что с ростом давления при прочих равных условиях теплоемкость увеличивается, а с ростом температуры при $p = \text{const}$ — падает. При малых давлениях, как этого и следовало ожидать, водяной пар с ростом температуры приближается к идеальному газу: кривые теплоемкостей стремятся слиться в одну кривую, что соответствует независимости идеального газа от давления.

Итак, из уравнения (f)

$$i = i'' + q_p.$$

В приложениях (табл. III) приведены значения i для перегретого пара.

Пользуясь этими значениями и значениями i'' , можно найти q_p и по нему c_{pm} , если в этом представляется необходимость. На фиг. 8-9 приведены значения энтальпий перегретого пара в зависимости от давления и температуры. Из рассмотрения кривых видно, что с ростом давления при $t = \text{const}$ энтальпия перегретого пара падает, но для данного p с ростом температуры энтальпия увеличивается.



Фиг. 8-9.

Из зависимостей (8-13) и (d) можно получить:

$$i'' = i'_0 + \lambda' + r.$$

Исходя из (c) и обозначив $\lambda'' = \lambda' + r$, получаем:

$$i'' = \lambda'' + i'_0 \approx \lambda''. \quad (8-21)$$

Величину λ'' называют *полной теплотой образования насыщенного пара* в процессе $p = \text{const}$.

Аналогично можно получить:

$$i = i'_0 + \lambda' + r + c_{pm}(t - t_s) = i'_0 + \lambda, \quad (8-22)$$

$$i = \lambda,$$

где λ — полная теплота образования перегретого пара в процессе $p = \text{const}$.

Внутренняя энергия. Уже было отмечено, что внутренняя энергия жидкости при 0°C составляет $u'_0 = 0$; ряд приведенных подсчетов (примеры 8-11, 8-12) показывает, что с изменением давления даже в очень больших пределах внутренняя энергия как при 0°C , так и при других температурах меняется ничтожно мало, поэтому можно считать, что для жидкости $u = f(t)$. Если для заданного состояния найдено значение i , то значение внутренней энергии можно легко вычислить по уравнению

$$u = i - A p v, \quad (8-23)$$

где i , p и v относятся к водяному пару рассматриваемого состояния.

Энтропия водяного пара. Энтропия жидкости. Так как в теплотехнических расчетах с водяным паром приходится считаться с изменением энтропии, а не с ее абсолютным значением, безразлично, какое состояние принять за начало отсчета. Обычно исходным состоянием при вычислении энтропии принимают состояние жидкости при 0°C и соответствующем этой температуре давлению насыщения $p_s = 0,006228 \text{ ата}$. Этому состоянию придают значение энтропии нуль, и отсюда ведут отсчет энтропии.

Ввиду ничтожной затраты работы на сжатие воды можно пренебрегать изменением энтропии в изотермическом процессе, в особенности если температура изотермы равна нулю, т. е. значения энтропии жидкости при этой температуре можно относить к любому давлению; таким образом, мы будем считать энтропию жидкости при 0°C и *любом* давлении равной нулю.

При подведении элементарного количества тепла dq изменение энтропии согласно общей формуле (5-17) составляет:

$$ds = \frac{dq}{T},$$

где

$$dq = cdT,$$

так что

$$ds = \frac{cdT}{T}.$$

Отсюда изменение энтропии при нагревании воды от 0°C до t_s , т. е. от $T = 273 \text{ K}$ до $T_s = 273 + t_s$ составляет:

$$s' - s'_0 = \int_{273}^{T_s} \frac{cdT}{T},$$

т. е.

$$s' = s'_0 + \int_{273}^{T_s} \frac{cdT}{T}.$$

Если принять для воды

$$c = 1 \text{ ккал/кг град}, \\ s'_0 = 0 \text{ ккал/кг град},$$

то

$$s' = \int_{273}^{T_s} \frac{dT}{T} = \ln \frac{T_s}{273}. \quad (8-24)$$

При нагревании жидкости не до точки кипения, а до любой температуры T эта температура и будет верхним пределом в формуле (8-24).

В табл. I и II приведены значения энтропии жидкости при $c \neq \text{const}$. Эти значения относятся к давлению насыщения, и на основании предыдущего они могут быть отнесены к любому давлению жидкости. Более точные значения (с учетом изменения энтропии от давления) приведены в табл. III.

Энтропия насыщенного пара. Во время процесса парообразования к 1 кг воды подводится r ккал/кг при постоянной температуре

$$T_s = t_s + 273.$$

Изменение энтропии при этом составляет:

$$s'' - s' = \frac{r}{T_s},$$

откуда

$$s'' = s' + \frac{r}{T_s},$$

$$s'' = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s}. \quad (8-25)$$

Значения энтропии s'' приведены в табл. I и II.

Влажный пар получается путем подведения к 1 кг воды при 0°C сначала теплоты жидкости λ' . При этом изменение энтропии подсчитывается по формуле (8-24). Если процесс парообразования не доходит до конца и к 1 кг кипящей воды подводят rx ккал/кг, то получается влажный насыщенный пар со степенью сухости x . В этом случае

$$s - s' = \frac{rx}{T_s},$$

откуда для влажного пара

$$s = s' + \frac{r}{T_s} x. \quad (8-26)$$

Значения $\frac{r}{T_s}$ можно получить из табл. I и II, как разность $s'' - s'$.

Энтропия перегретого пара. Элементарное количество тепла, подводимое к пару в процессе перегрева, составляет:

$$dq_p = c_p dT;$$

отсюда изменение энтропии в пределах между температурой сухого насыщенного пара и температурой перегретого пара:

$$s - s'' = \int_{T_s}^T \frac{dq_p}{T} = \int_{T_s}^T \frac{c_p dT}{T}.$$

Приняв $c_p = \text{const} = c_{pm_1}$, получим¹:

$$s - s'' = c_{pm_1} \int_{T_s}^T \frac{dT}{T} = c_{pm_1} \ln \frac{T}{T_s},$$

откуда

$$s = s'' + c_{pm_1} \ln \frac{T}{T_s} \quad (8-27)$$

или

$$s = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} + c_{pm_1} \ln \frac{T}{T_s}. \quad (8-28)$$

В табл. III приведены значения энтропии различных состояний водяного перегретого пара при $c_p \neq \text{const}$, вычисленные аналитическим путем из термодинамических зависимостей (справа от ступенчатой линии).

Пример 8-1. Какой удельный объем и удельный вес имеет вода при 20 °С. К каким давлениям относятся найденные значения?

По таблице I

$$v' = 0,0011565 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

По формуле (1-6) находим:

$$\gamma' = \frac{1}{0,0011565} = 864 \text{ кг/м}^3.$$

Из той же таблицы устанавливаем, что эти значения относятся к $p = 1,857 \text{ ата}$ (точка А на фиг. 8-2). Считая воду несжимаемой, эти значения можно отнести и к давлениям более высоким (например, точка В). Для меньших давлений при заданной температуре это будет перегретый пар (например, точка С).

Пример 8-2. Найти удельный объем и удельный вес воды при 200 ата и 200 °С.

По табл. III находим:

$$v = 0,0011395 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

По формуле (1-6)

$$\gamma = \frac{1}{0,0011395} = 878 \text{ кг/м}^3.$$

Сравнивая полученные значения со значениями предыдущей задачи, устанавливаем, что пренебрежение сжимаемостью воды при высоких давлениях может привести к заметным погрешностям в расчетах (в данном случае ~ 1,5%) и тем большим, чем выше температура рабочего тела.

Пример 8-3. Определить параметры сухого насыщенного пара, для которого $p = 15 \text{ ата}$.

По табл. II имеем:

$$t_s = 197,36^\circ\text{С}; v'' = 0,1343 \text{ м}^3/\text{кг}; \gamma'' = 7,446 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 8-4. Определить состояние пара, если $v = 20 \text{ ата}$ и $t = 211,38^\circ\text{С}$.

Пар насыщенный, но количественное соотношение в нем сухого пара и жидкости неизвестно, так как давление и температура этого не определяют.

Пример 8-5. При давлении по манометру 29 ат воду нагрели до 200 °С. Началось ли парообразование?

¹ В последующих формулах величина c_{pm_1} не равна в точности, но близка к средней теплоемкости водяного пара c_{pm} .

По табл. II температура кипения при абсолютном давлении $p = 29 + 1 = 30 \text{ ата}$ составляет 232,76 °С, так что в данном случае парообразование не наступило.

Пример 8-6. В цилиндре под поршнем находится насыщенный пар; термометр показывает температуру пара $t_s = 225^\circ\text{С}$; определить показание манометра.

Температуре $t_s = 225^\circ\text{С}$ соответствует давление $p = 26 \text{ ата}$; показание манометра составит:

$$26 - 1 = 25 \text{ ат}.$$

Пример 8-7. Дан пар:

$$p = 40 \text{ ат}; v = 0,04 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Определить его состояние.

По табл. II для $p = 40 \text{ ата}$

$$v'' = 0,05078 \text{ м}^3/\text{кг} > 0,04 \text{ м}^3/\text{кг},$$

так что в данном случае пар влажный.

Пример 8-8. Определить состояние пара, если при $p = 15 \text{ ата}$ $v = 0,15 \text{ м}^3/\text{кг}$.

По табл. II имеем для $p = 15 \text{ ата}$

$$v'' = 0,1343 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как $0,15 > 0,1343$, то пар в заданном состоянии перегретый.

Пример 8-9. Определить процент ошибки при пользовании формулой (8-5) для определения удельного объема влажного пара в трех случаях:

1. $p = 20 \text{ ата}$ и $x = 0,9$,
2. $p = 20 \text{ ата}$ и $x = 0,2$,
3. $p = 200 \text{ ата}$ и $x = 0,9$.

I. Удельный объем пара по формуле (8-4):

$$v = v''x + (1 - x)v';$$

$$v = 0,1016 \cdot 0,9 + 0,1 \cdot 0,001175 = 0,0915575 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Удельный объем пара по формуле (8-5):

$$v = v''x = 0,09144 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Ошибка при пользовании формулой (8-5):

$$a = \frac{(0,0915575 - 0,09144) \cdot 100}{0,0915575} = 0,128\%.$$

II. Удельный объем пара по формуле (8-4):

$$v = v''x + (1 - x)v';$$

$$v = 0,1016 \cdot 0,2 + 0,8 \cdot 0,001175 = 0,02126 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Удельный объем пара по формуле (8-5):

$$v = v''x;$$

$$v = 0,02032 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Ошибка при пользовании формулой (8-5):

$$a = \frac{(0,02126 - 0,02032) \cdot 100}{0,02126} = 4,41\%.$$

III. Удельный объем пара по формуле (8-4):

$$v = v''x + 0,1(1 - x)v';$$

$$v = 0,00620 \cdot 0,9 + 0,1 \cdot 0,00201 = 0,005781 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Удельный объем пара по формуле (8-5):

$$v = v''x = 0,0062 \cdot 0,9 = 0,00558 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Ошибка при пользовании формулой (8-5):

$$a = \frac{(0,005781 - 0,00558) \cdot 100}{0,005781} = 3,47\%.$$

Произведенный подсчет показывает, что только при малых давлениях и малом содержании воды в паре можно пользоваться формулой (8-5).

Пример 8-9. В резервуаре объемом 40 л имеется смесь воды и пара, причем воды по весу 0,10 кг, а остальное — пар. Температура пара $t = 200^\circ\text{C}$. Определить паросодержание.

По табл. I температуре $t = 200^\circ\text{C}$ соответствует $p_s = 15,9 \text{ ата}$; $v'' = 0,127 \text{ м}^3/\text{кг}$ и $v' = 0,00116 \text{ м}^3/\text{кг}$.
Вес сухого пара в 40 л влажного пара

$$G = \frac{0,04 - 0,10 \cdot 0,00116}{0,127} = 0,315 \text{ кг.}$$

Удельный объем влажного пара:

$$v = \frac{0,04}{0,10 + 0,315} = \frac{0,04}{0,415} = 0,0963 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Паросодержание по формуле (8-5):

$$x = \frac{v}{v''} = \frac{0,0963}{0,127} = 0,758.$$

Пример 8-10. Определить удельный вес пара при $p = 10 \text{ ата}$ и $t = 360^\circ\text{C}$.

Данный пар перегретый, так как температура его $t = 360^\circ\text{C}$ больше температуры насыщения при 10 ата, которая по таблицам составляет $t_s = 179^\circ\text{C}$.

По табл. III можно принять:

$$v = 0,2929 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Удельный вес при этом

$$\gamma = \frac{1}{0,2929} = 3,41 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 8-11. Вычислить внутреннюю энергию воды при 0°C и $p = 0,006228 \text{ ата}$.

$$u'_0 = i'_0 - A p v'_0 = 0 - \frac{0,006228 \cdot 10^4 \cdot 0,0010002}{427} = -0,00146 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 8-12. Вычислить внутреннюю энергию воды при 0°C и давлении $p = 200 \text{ ата}$.

Из табл. III находим:

$$i = 4,7 \text{ ккал/кг, } v = 0,00099 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Отсюда

$$u_0 = i - A p v = 4,7 - \frac{200 \cdot 10^4 \cdot 0,00099}{427} = 0,06 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 8-13. Определить теплосодержание и внутреннюю энергию влажного пара при $p = 15 \text{ ата}$ и $x = 0,9$.

По формуле (8-14) для влажного пара:

$$i = i' + r x.$$

По таблицам находим:

$$i' = 200,5 \text{ ккал/кг, } r = 466,0 \text{ ккал/кг; } v'' = 0,1343 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Отсюда

$$i = 200,5 + 466,0 \cdot 0,9 = 620,5 \text{ ккал/кг; } v = v'' x = 0,1343 \cdot 0,9 = 0,121 \text{ м}^3/\text{кг;}$$

$$u = i - A p v = 620,5 - \frac{0,00121 \cdot 10^4}{427} = 535,6 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 8-14. Определить теплосодержание i и теплоемкость c_{pm} перегретого пара при $p = 3,5 \text{ ата}$ и $t = 360 \text{ C}$.

Из табл. III и II имеем:

$$i = 749 \text{ ккал/кг; } i'' = 669,7 \text{ ккал/кг; } t_s = 232,9^\circ\text{C.}$$

Отсюда

$$c_{pm} = \frac{i - i''}{t - t_s} = \frac{749 - 669,7}{360 - 232,8} = 0,623 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 8-15. Определить внутреннюю энергию перегретого пара при $p = 100 \text{ ата}$ и $t = 460^\circ\text{C}$.

По формуле (8-23) имеем:

$$u = i - A p v.$$

По табл. III

$$i = 780,1 \text{ ккал/кг; } v = 0,03109 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Отсюда

$$u = i - A p v = 780,1 - \frac{100 \cdot 10^4 \cdot 0,03109}{427} = 707,3 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 8-16. Найти значение энтропии воды в состоянии кипения при $p = 10 \text{ ата}$ и $p = 100 \text{ ата}$.

Из табл. II имеем:

$$s'_{10} = 0,5085 \text{ ккал/кг; } s'_{100} = 0,7983 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 8-17. Найти энтропию жидкости при 100°C в состоянии кипения и для той же температуры при 100 ата .

По табл. I и III имеем:

$$s' = 0,3121 \text{ ккал/кг град; } s = 0,3101 \text{ ккал/кг град.}$$

Пример 8-18. Найти значение энтропии влажного пара при

$$p = 40 \text{ ата и } x = 0,9.$$

По формуле (8-26)

$$s = s' + \frac{r}{T_s} x = s' + (s'' - s') \frac{r}{T_s} x.$$

По табл. II имеем:

$$s' = 0,6649 \text{ ккал/кг град; } s'' = 1,4513 \text{ ккал/кг град.}$$

Отсюда

$$s = 0,6649 + (1,4513 - 0,6649) \cdot 0,9 = 1,374 \text{ ккал/кг град.}$$

Пример 8-19. По таблицам водяного пара проверить уравнение Клапейрона-Клаузиуса.

Из таблицы насыщенного пара находим, например, для давления 5 ата:

$$v' = 0,00109 \text{ м}^3/\text{кг; } v'' = 0,3816 \text{ м}^3/\text{кг; } r = 503,7 \text{ ккал/кг; } T = 151,1 + 273 = 424,1^\circ\text{K.}$$

Определяем:

$$v'' - v' = 0,3805 \text{ м}^3/\text{кг;}$$

$\frac{dp}{dT}$ находим приближенно, как среднее между

$$p_1 = 4,5 \text{ ата и } p_2 = 5,5 \text{ ата.}$$

Тогда

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{154,7 - 147,2} = \frac{1}{7,5} \text{ кг/см}^2 \text{ град} = \frac{10^4}{7,5} \text{ кг/м}^2 \text{ град.}$$

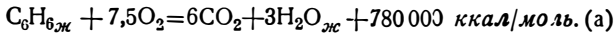
¹ Везде в дальнейшем значения параметров из таблиц будут округляться с точностью до третьего или четвертого знака.

Отсюда находим (в ккал/кг):

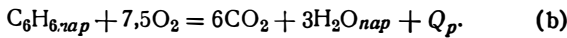
$$r = AT \frac{dp}{dT} (v'' - v'); \\ r = \frac{424,1 \cdot 0,3805 \cdot 10^4}{7,5 \cdot 427} = 504 \text{ ккал/кг,}$$

что соответствует найденному из таблиц.

Пример 8-20. Задано уравнение горения жидкого бензола при 18°C и постоянном объеме:



Найти тепловой эффект реакции парообразного бензола (при 100°C) и $p = \text{const}$ по уравнению



Для бензола считать:

$$c_{ж} = 0,6 \text{ ккал/кг; } r = 104 \text{ ккал/кг; } \\ c_{pm} = 0,244 \text{ ккал/кг; } \\ t_s = 80^\circ\text{C.}$$

Сначала вычислим тепловой эффект реакции при той же температуре $t = 18^\circ\text{C}$ и $p = \text{const}$. Пренебрегая объемами жидких тел, воспользуемся уравнением (4-11):

$$Q_p = Q_v - 2 \Delta k T.$$

Подсчитывая изменение числа молей, из уравнения (а) находим:

$$\Delta k = 6 - 7,5 = -1,5.$$

Таким образом, для жидкого бензола при $t = 18^\circ\text{C}$ и $p = \text{const}$, т. е. для реакции



имеем:

$$Q_{p,18^\circ} = Q_{v,18^\circ} + 2 \cdot 1,5(273 + 18) = 780\,000 + 870, \\ Q_{p,18^\circ} = 780\,870 \text{ ккал/моль.}$$

Для вычисления теплового эффекта парообразного бензола при 100°C воспользуемся уравнением Кирхгофа:

$$Q_{p,100^\circ} - Q_{p,18^\circ} = \Delta I_1 - \Delta I_2. \quad (с)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_1 &= I_{1,100^\circ} - I_{1,18^\circ}, \\ \Delta I_2 &= I_{2,100^\circ} - I_{2,18^\circ}. \end{aligned} \right\} \quad (d)$$

Находим значения теплосодержаний для (с):

$$I_{1,100^\circ} = \mu [i' + r + c_{pm}(t - t_s)] C_6H_6 + k_{O_2} \mu c_{pO_2} T, \\ I_{1,100^\circ} = 78 [0,6 \cdot 80 + 104 + 0,244(100 - 80)] + 7,5 \cdot 7 \cdot 373 = \\ = 12\,250 + 19\,600 = 31\,850 \text{ ккал,}$$

$$I_{1,18^\circ} = \mu c_{ж} t + k_{O_2} \mu c_{pO_2} T = 78 \cdot 0,6 \cdot 18 + 7,5 \cdot 7 \cdot 291 = \\ = 840 + 15\,270 = 16\,110 \text{ ккал/моль.}$$

$$\Delta I_1 = I_{1,100^\circ} - I_{1,18^\circ} = 31\,850 - 16\,110 = 15\,740 \text{ ккал/моль,}$$

$$I_{2,100^\circ} = k_{CO_2} \mu c_{pCO_2} T + k \mu i_{H_2O},$$

$$I_{2,100^\circ} = 6 \cdot 9 \cdot 373 + 3 \cdot 18 \cdot 638,9 = 20\,400 + 34\,500 = \\ = 54\,900 \text{ ккал/моль.}$$

Здесь теплосодержание сухого насыщенного водяного пара, взято по табл. I для $t = 100^\circ\text{C}$:

$$\begin{aligned} I_{2,18^\circ} &= k_{CO_2} \mu c_{pCO_2} T + k_{H_2O} \mu i_{H_2O} t \\ I_{2,18^\circ} &= 6 \cdot 9 \cdot 291 + 3 \cdot 18 \cdot 18 = 15\,710 + 970 = \\ &= 16\,680 \text{ ккал/моль,} \end{aligned}$$

$$\Delta I_{2,18^\circ} = 54\,900 - 16\,680 = 38\,220 \text{ ккал/моль.}$$

Подставляя в (с), находим:

$$Q_{p,100^\circ} = 780\,870 + 15\,740 - 38\,220 = 758\,390 \text{ ккал.}$$

При этом способе решения отсчет u и i можно вести от 0°C и 0°K, так как всюду входят разности этих величин. Для жидкостей это принято делать для 0°C.

Эту задачу можно решить и иначе. По заданному тепловому эффекту при $v = \text{const}$ находим δU_x .

Из уравнения (4-5), в котором $U^* = U_x + \bar{U}$, имеем:

$$\begin{aligned} \delta U_x &= Q_{v,18^\circ} - \delta U_{18^\circ}, \\ \delta U_x &= Q_{v,18^\circ} - U_{1,18^\circ} + U_{2,18^\circ}, \end{aligned} \quad (е)$$

Здесь

$$U_{1,18^\circ} = \mu c_{ж} t + k_{O_2} \mu c_{vO_2} T = 78 \cdot 0,6 \cdot 18 + 7,5 \cdot 5 \cdot 291 = \\ = 840 + 10\,910 = 11\,750 \text{ ккал/моль;}$$

$$U_{2,18^\circ} = k_{CO_2} \mu c_{vCO_2} T + k_{H_2O} \mu ct = 6 \cdot 7 \cdot 291 + 3 \cdot 18 \cdot 18 = \\ = 12\,220 + 970 = 13\,190 \text{ ккал/моль.}$$

Подставляя в (е), получаем:

$$\delta U_x = 780\,000 - 11\,750 + 13\,190 = 781\,440 \text{ ккал/моль.}$$

Из уравнения (4-6) получаем:

$$Q_{p,100^\circ} = \delta U_x + I_{1,100^\circ} - I_{2,100^\circ}. \quad (f)$$

Здесь

$$I_{1,100^\circ} = \mu [i' + r + c_{pm}(t - t_s)] C_6H_6 + k_{O_2} \mu c_{pO_2} T;$$

$$I_{1,100^\circ} = 78 [0,6 \cdot 80 + 104 + 0,244(100 - 80)] + 7,5 \cdot 7 \cdot 373 = \\ = I_{1,100^\circ} = 12\,250 + 19\,600 = 31\,850 \text{ ккал/моль;}$$

$$I_{2,100^\circ} = k_{CO_2} \mu c_{pO_2} T + k \mu i_{H_2O};$$

$$I_{2,100^\circ} = 6 \cdot 9 \cdot 373 + 3 \cdot 18 \cdot 638,9 = 20\,400 + 34\,500 = \\ = 54\,900 \text{ ккал/моль.}$$

Здесь теплосодержание сухого насыщенного водяного пара взято по табл. I для $t = 100^\circ\text{C}$.

Подставляя в уравнение (f) найденные значения, получаем:

$$Q_{p,100^\circ} = 781\,440 + 31\,850 - 54\,900 = 758\,390 \text{ ккал/моль.}$$

Как в примере 4-2, и здесь, строго говоря, надо отсчет u и i вести от 0°K. Однако, для жидких тел, для которых pv в уравнении $i = u + Arv$ мало, можно, в отличие от идеальных газов, u и i отсчитывать от 0°C, как это обычно и принято делать.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 8-1. Вода, находящаяся под давлением 20 атм, нагрета до 212°C. Наступило ли парообразование?

Задача 8-2. В цилиндре под поршнем находится вода. На поршень положен груз, который вместе с поршнем весит 150 кг. Площадь поршня 10 см². От внешнего источника к воде подводится тепло. Определить, при какой температуре начнется парообразование.

Задача 8-3. Каково давление по манометру, если температура насыщенного пара 200°C ?

Задача 8-4. На паропроводе насыщенного пара установлен манометр, который показывает $p = 14 \text{ ат}$. Какова температура пара?

Задача 8-5. Параметры H_2O следующие:

$$t = 200^{\circ}\text{C}; v = 0,002 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Определить состояние рабочего тела.

Задача 8-6. Параметры водяного пара:

$$p = 20 \text{ ат}; v = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

В каком состоянии находится пар?

Задача 8-7. Манометр на паропроводе показывает $p = 19 \text{ ат}$, температура пара $t = 300^{\circ}\text{C}$. На сколько градусов перегрет пар?

Задача 8-8. Определить параметры состояния воды, если для нее $t = 240^{\circ}\text{C}$.

Задача 8-9. Степень сухости влажного пара $x = 0,96$; давление $p = 10 \text{ ат}$. Определить остальные параметры пара?

Задача 8-10. Для пара известно

$$p = 24 \text{ ат}; t = 320^{\circ}\text{C}.$$

Найти γ, i, s, u .

Задача 8-11. Для пара известно:

$$i = 727,5 \text{ ккал/кг}; t = 320^{\circ}\text{C}.$$

Пользуясь таблицами, найти p, v, u, s .

Задача 8-12. Как изменится объем сухого насыщенного пара, если давление поднимется от $p_1 = 10 \text{ ат}$ до $p_2 = 30 \text{ ат}$?

Задача 8-13. Температура пара $t = 200^{\circ}\text{C}$; давление $p = 12 \text{ ат}$. При каком давлении начнется конденсация пара, если температура останется без изменения?

Задача 8-14. Давление пара $p = 4 \text{ ат}$; $v = 0,422 \text{ м}^3/\text{кг}$. Какой удельный объем будет иметь пар при том же давлении, если он будет сухой насыщенный; какое давление будет иметь пар, если при указанном удельном объеме он будет сухой насыщенный?

8-4. Ts- и is-ДИАГРАММЫ ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Ввиду сложности аналитических зависимостей для реальных газов наряду с табличными зависимостями пользуются графическими методами решения задач. Среди диаграмм водяного пара особенно широко распространены такие, у которых по оси абсцисс отложены значения энтропии; к их числу относятся Ts- и is-диаграммы. Познакомимся с их построением.

Пользуясь формулами, выведенными в предыдущем параграфе, изобразим в Ts-диаграмме процесс парообразования. Пусть имеем 1 кг воды при 0°C и каком-либо давлении; энтропия для этого состояния нами принята равной нулю. Таким образом, начальное состояние изобразится в диаграмме Ts точкой O_1 (фиг. 8-10). При нагревании воды значения температуры и энтропии будут увеличиваться; зависимость между ними выражается уравнением (8-24).

Если для жидкости пренебречь изменением c_p от температуры, то энтропия жидко-

сти в диаграмме Ts представится логарифмической кривой. В точке A_1 , когда температура воды станет равной температуре кипения при данном давлении, начинается превращение воды в пар. Так как температура во время процесса парообразования остается постоянной, то изменение энтропии изобразится прямой A_1B_1 , параллельной оси абсцисс, и для различных степеней сухости определится по уравнению

$$\Delta s = \frac{r}{T_s} x.$$

В точке B_1 для $x = 1$

$$\Delta s = \frac{r}{T_s},$$

и пар будет сухой насыщенный.

При дальнейшем нагревании энтропия изменяется по уравнению

$$s - s'' = c_{pm_1} \ln \frac{T}{T_s},$$

т. е. в области перегретого пара энтропия изображается логарифмической кривой, но более крутой, чем для жидкости, вследствие наличия множителя $c_{pm_1} < 1$.

В § 5-8 было установлено, что в Ts-диаграмме площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, измеряет количество тепла, подведенное к телу в данном процессе. Таким образом, площадь OO_1A_1GO в некотором масштабе измеряет теплоту жидкости λ' , площадь GA_1B_1FG — теплоту парообразования, площадь FB_1C_1DF — теплоту перегрева, вся площадь $OO_1A_1B_1C_1DO$ — полную теплоту парообразования λ перегретого пара. Эти же площади измеряют и теплосодержание пара, так как мы приняли для всех случаев

$$i = \lambda.$$

Если взять 1 кг воды при $t = 0^{\circ}\text{C}$ и поднять адиабатически давление до какого-либо значения p_2 , то начальное состояние изобразится также точкой O_1 (изменением температуры воды при поднятии давления до $p_2 \text{ ат}$ пренебрегаем вследствие несжимаемости жидкости). Той же точкой изобразилось бы состояние воды в Ts-диаграмме при 0°C и любом давлении, если бы мы пришли в него изотермическим увеличением давления; так как мы условились пренебрегать работой изотермического сжатия жидкости, то отводить тепло в таком процессе не пришлось бы, и энтропия не изменилась бы.

Изменение энтропии жидкости для давления p_2 изобразится попрежнему логарифмической кривой O_1A_2 , где точка A_2 будет иметь температуру кипения, большую чем A_1 . Процессы парообразования и перегрева изобразятся соответственно прямой A_2B_2 и логарифмической кривой B_2C_2 . Кривые $O_1A_1B_1C_1$, $O_1A_2B_2C_2$, представляя процессы парообразования при $p = \text{const}$, являющиеся, таким образом, изобарами в Ts -диаграмме.

На участке A_1B_1 , A_2B_2 изобары одновременно являются и изотермами.

Проведя ряд изобар для различных давлений, мы получим Ts -диаграмму водяного пара. Соединяя точки A_1, A_2, A_3 и B_1, B_2, B_3 , мы получим кривые O_1K и KB_1 , из которых первая есть кривая жидкости (или нижняя пограничная кривая), а вторая — кривая сухого насыщенного пара (или верхняя пограничная кривая). Точка пересечения их K есть критическая точка.

Следует отметить, что нижняя пограничная кривая совпала с изобарами жидкости. Это произошло вследствие того, что не было учтено изменение температуры жидкости в адиабатическом процессе. Эта величина незначительна; она становится заметной лишь при высоких давлениях. Если учесть и это и изобразить в диаграмме Ts в искаженном масштабе часть, соответствующую жидкости, то общий вид диаграммы получился бы такой, как указано на фиг. 8-11.

Таким образом, сравнивая фиг. 8-10 и фиг. 8-11, можно установить, что в первой изменения температуры жидкости в адиба-

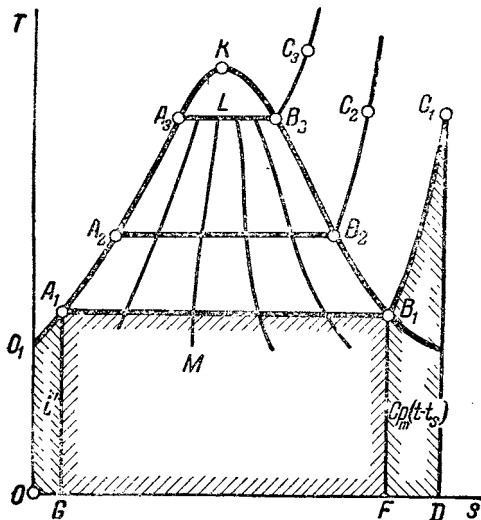
тическом процессе равны нулю, во второй же они имеют конечные значения.

На практике для воды и водяного пара пользуются диаграммой, показанной на фиг. 8-10. Получающаяся при этом неточность может быть допущена и по отношению к жидкостям многих газов (аммиак, окись углерода). Однако, этого нельзя распространять, например, на жидкую углекислоту.

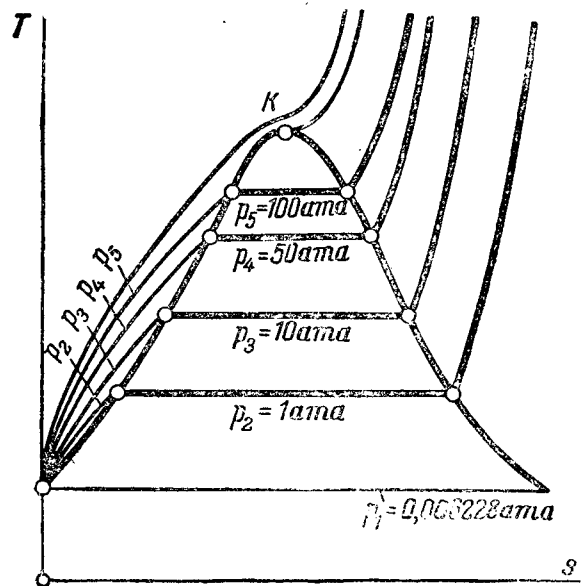
Возвращаясь к диаграмме, показанной на фиг. 8-10, следует отметить, что между кривыми O_1K и KB_1 расположена область влажного пара, правее KB_1 — область перегретого пара.

В Ts -диаграмме обычно наносят кривые одинаковой степени сухости пара. Так как изменения энтропии в процессе парообразования пропорциональны x , следует Δs при $p = \text{const}$ между пограничными кривыми разделить на равные части (например, на 10 частей) и соответственные точки для разных p соединить. Так получают кривую одинаковой степени сухости LM и ей подобные.

Для решения ряда задач удобно в Ts -диаграмме помещать изохоры ($v = \text{const}$) и кривые одинаковых внутренних энергий ($u = \text{const}$). Это удобно потому, что в ряде задач получают аналитическим путем значения v и u для какого-либо состояния пара. Простых аналитических зависимостей между v и u , с одной стороны, и остальными параметрами, — с другой, нет, и поэтому определение недостающих параметров становится



Фиг. 8-10.



Фиг. 8-11.

затруднительным (приходится это делать под-
бором). При наличии же линий $v = \text{const}$ и
 $u = \text{const}$ в T_s -диаграмме можно по изве-
стным этим параметрам найти точку, харак-
теризующую известное состояние, и по ней
определить другие параметры (см. пример
8-21). T_s -диаграмма с линиями $v = \text{const}$ и
 $u = \text{const}$ приведена в конце книги (приложе-
ние IV — вклейка).

Как было показано, T_s -диаграмма явля-
ется очень удобной для решения многих во-
просов преобразования тепловой энергии
в механическую. Для реальных газов она еще
тем важна, что в ней наглядно определяется
момент перехода перегретого пара в сухой и
далее во влажный насыщенный.

Для многих тепловых расчетов чрезвы-
чайно важно определять разность теплосодер-
жаний в том или ином процессе. В T_s -диа-
грамме теплосодержание пара определяется
площадью, ограниченной изобарой, прохо-
дящей через данную точку, крайними ордина-
тами и осью абсцисс. Таким образом, чтобы
найти разность теплосодержаний в каком-
либо процессе (например, адиабатическом),
необходимо было бы определять значения
площадей, что представило бы большие за-
труднения.

Для расчетов очень важно иметь значения
теплосодержаний, отложенные в виде отрез-
ков, т. е. иметь диаграмму, в которой по од-
ной из осей откладывались бы значения теп-
лосодержаний. По другой из осей удобно от-
кладывать значения энтропий; в этом случае
адиабатический процесс, имеющий очень боль-
шое значение в процессах преобразования
тепловой энергии в механическую, будет изо-
бражаться в виде прямой, параллельной оси
ординат. Построенная таким образом диа-
грамма, называемая i_s -диаграммой (она была
предложена Молье), сильно облегчает рас-
четы с водяным паром. Рассмотрим ее по-
строение.

По значениям i' , s' , i'' , s'' , взятым из таб-
лиц для разных давлений, строят верхнюю и
нижнюю пограничные кривые AK и KB (фиг.
8-12). Эти кривые делят диаграмму на две
части: одна — выше кривой KB — принадле-
жит *перегретому пару*, другая — между кри-
выми KB и AK — соответствует *влажному*
пару. В области насыщенного пара через оп-
ределенные промежутки наносят *линии по-*
стоянного давления, изобары и *линии одина-*
ковой степени сухости. Изобары в области
насыщенного пара — прямые линии. Действи-

тельно, для какого-либо состояния влажного
пара

$$i = i' + rx.$$

То же для энтропии:

$$s = s' + \frac{r}{T_s} x.$$

Найдем для взятого состояния

$$i = f(s).$$

Для этого из написанных уравнений исклю-
чаем x .

Имеем:

$$rx = i - i'$$

и

$$rx = T_s s - T_s s',$$

так что

$$i - i' = T_s s - T_s s',$$

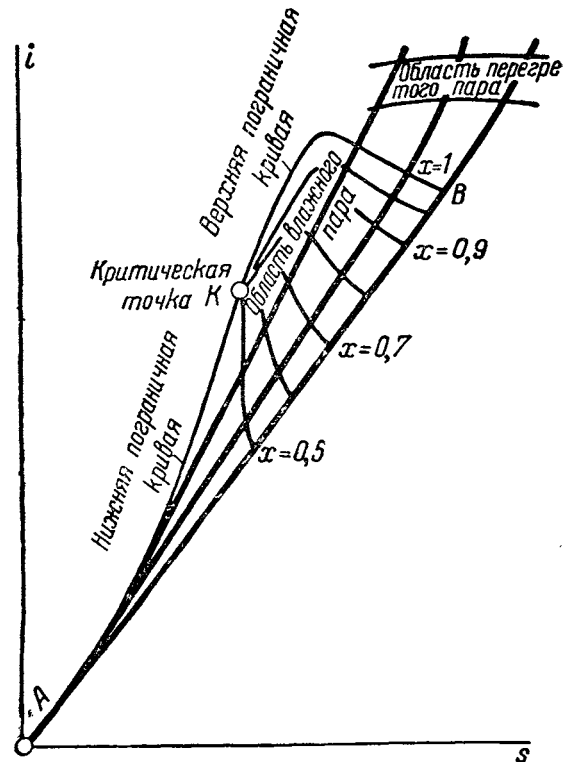
или

$$i = i' - T_s s' + T_s s.$$

Имея в виду, что $p = \text{const}$, находим:

$$i' - T_s s' = a = \text{const},$$

$$T_s = b = \text{const}.$$



Фиг. 8-12.

Подставляя, получаем:

$$i = a + bs.$$

Полученное уравнение, дающее связь между i и s для любого состояния влажного пара, есть *уравнение прямой*.

В области насыщения изобары являются одновременно и изотермами.

При переходе в область перегретого пара изобары и изотермы разделяются и представляют собой каждая отдельную кривую. Построение их можно произвести по значениям i и s , данным в табл. III перегретого пара. Изобары плавно поднимаются вверх, изотермы же идут слева направо.

В конце книги приложена is -диаграмма водяного пара (приложение V — вклейка) в той ее части, которая наиболее нужна для технических расчетов; нижняя часть полной диаграммы со степенью сухости ниже 0,5 отброшена.

is -диаграмма дает возможность быстро определять параметры пара с точностью, достаточной для технических расчетов, и решать многие практические задачи.

Пример 8-21. Для некоторого состояния подсчетом найдено

$$u = 600 \text{ ккал/кг}; v = 0,1 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Определить состояние пара и остальные параметры.

В Ts -диаграмме находим точку A , характеризующую это состояние (фиг. 8-13). По положению ее определяем, что пар влажный насыщенный. Для состояния, характеризующего найденной точкой, по диаграмме определяем, что

$$p \approx 20 \text{ атм}; x \approx 0,96.$$

Значение теплосодержания пара находим аналитически:

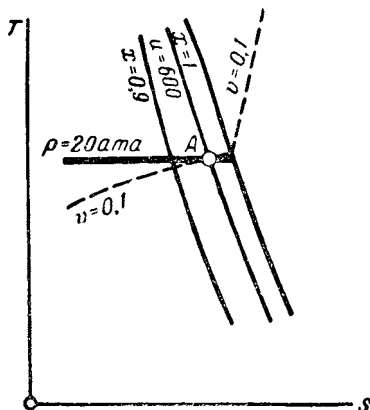
$$i = i' + r x;$$

$$i = 215,8 + 452,7 \cdot 0,96 = 650,8 \text{ ккал/кг}.$$

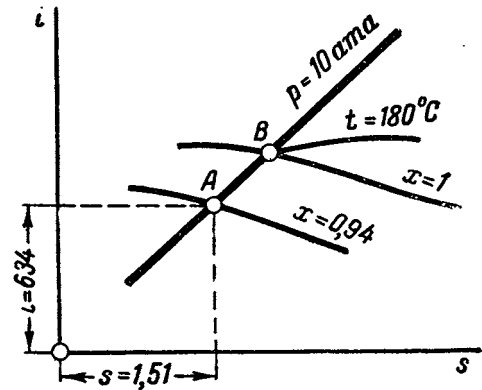
Пример 8-22. Задано состояние пара

$$p = 10 \text{ атм}; x = 0,94.$$

Определить остальные параметры.



Фиг. 8-13.



Фиг. 8-14.

Пользуясь is -диаграммой, находим точку A , характеризующую данное состояние (фиг. 8-14). Проектируя ее на ось ординат, находим значение теплосодержания $i = 634 \text{ ккал/кг}$. Проектируя эту же точку на ось абсцисс, находим значение энтропии $s = 1,51 \text{ ед. энтропии}$.

Для определения температуры пара находим температуру насыщения пара при заданном давлении. Для этого ищем точку пересечения изобары 10 атм с верхней пограничной кривой. Это будет точка B ; через эту точку проходит изотерма в 180°C ; это и есть температура пара в точке A ; такую же температуру будет иметь и всякая другая точка в области насыщенного пара, принадлежащая этой изобаре.

Значение удельного объема находим по формуле (8-5):

$$v = v'' x = 0,1981 \cdot 0,94 = 0,186 \text{ м}^3/\text{кг}$$

(где значение v'' взято из таблиц насыщенного пара).

Значение внутренней энергии находится по формуле (8-23):

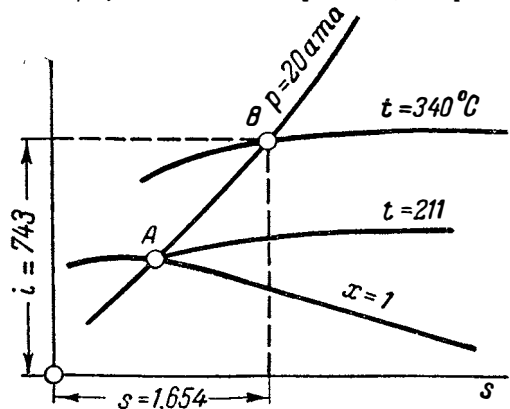
$$u = i - p v = 634 - \frac{10 \cdot 10^4 \cdot 0,186}{427} = 590,4 \text{ ккал/кг}.$$

Пример 8-23. Задано состояние пара

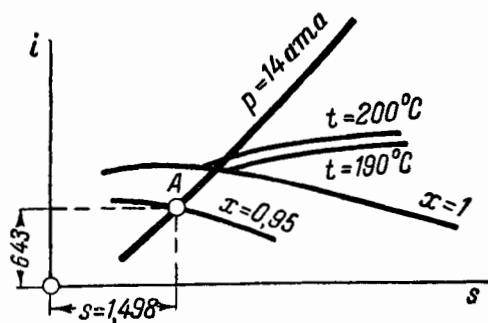
$$p = 20 \text{ атм}; t = 340^\circ\text{C}.$$

Определить, пользуясь is -диаграммой, остальные параметры и степень перегрева.

Находим в is -диаграмме точку B , характеризующую заданное состояние (фиг. 8-15). Проектируя ее на ось ординат и на ось абсцисс, соответственно находим $i = 743 \text{ ккал/кг}$; $s = 1,654 \text{ ед. энтропии}$. Для определения



Фиг. 8-15.



Фиг. 8-16.

степени перегрева находим температуру насыщения при заданном давлении. Это будет значение изотермы, проходящей через точку *A*, являющуюся пересечением изобары 20 *атм* с кривой насыщения. Значение изотермы 211°C. Отсюда степень перегрева

$$\Delta i = 340 - 211 = 129^\circ\text{C}.$$

Значение параметров *v* и *u* находим аналитически. Значение удельного объема можно найти и по таблицам перегретога пара.

Пример 8-21. В диаграмме *is* задана точка *A*. Найти значения параметров *p*, *x*, *t*, *i*, *s* (фиг. 8-16).

По значению изобары, проходящей через эту точку, находим *p* = 14 *атм*. Через эту точку проходит линия постоянной степени сухости, для которой *x* = 0,95.

Проектируя точку *A* на ось ординат и ось абсцисс, соответственно находим:

$$i = 643 \text{ ккал/кг} \text{ и } s = 1,498 \text{ ед. энтропии.}$$

Дойдя до линии насыщения по изобаре 14 *атм*, находим, что для точки *A*

$$t = 195^\circ\text{C}.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 8-15. Заданы параметры водяного пара $p = 6 \text{ атм}$; $s = 1,5$ ед. энтропии.

Определить состояние пара и, пользуясь *Ts*-диаграммой, найти остальные параметры.

Задача 8-16. Для пара, характеризуемого параметрами

$$p = 10 \text{ атм} \text{ и } u = 650 \text{ ккал/кг}$$

найти, пользуясь *Ts*-диаграммой, остальные параметры: *s*, *v*, *t*.

Задача 8-17. Для некоторого состояния пара вычислено

$$v = 2 \text{ м}^3/\text{кг}; \text{ и } u = 650 \text{ ккал/кг},$$

определить состояние пара и остальные параметры: *i*, *p*, *t*, *s*.

Задача 8-18. Для пара, параметры которого $p = 10 \text{ атм}$; $t = 220^\circ\text{C}$, определить, пользуясь *is*-диаграммой, *i*, *s*, *t_s* и степень перегрева.

Задача 8-19. Для пара, параметры которого $p = 16 \text{ атм}$ и $x = 0,98$, определить, пользуясь *is*-диаграммой, *i*, *s*, *t*.

Задача 8-20. В области перегретога пара на *is*-диаграмме выбрать точку и определить следующие параметры пара, характеризуемого этой точкой: *i*, *t*, *s*, *u*, *v*, а также $\Delta t = t - t_s$.

Задача 8-21. В области насыщенного пара на *is*-диаграмме выбрать точку и определить следующие па-

раметры пара, характеризуемого этой точкой: *i*, *x*, *t*, *u*, *v*.

Задача 8-22. На *is*-диаграмме выбрать точки и определить для них *p*, *t*, *x*, *s*.

Задача 8-23. Для водяного пара, имеющего $p = 14 \text{ атм}$ и $t = 350^\circ\text{C}$, определить *i*, *v'*, *t*, *t_s*, *s*, пользуясь *is*-диаграммой, формулами и таблицами, и сравнить полученные результаты между собой.

Задача 8-24. Построить в *is*-координатах изобары водяного пара для $p = 20 \text{ атм}$ в пределах от $x = 0,8$ до $t = 350^\circ\text{C}$.

Задача 8-25. Построить в *is*-координатах изотерму водяного пара для $t = 240^\circ\text{C}$ в пределах от $x = 0,8$ до $p = 1 \text{ атм}$.

Задача 8-26. Построить в *is*-координатах изотерму водяного пара для $t = 200^\circ\text{C}$ в пределах от $p = 2 \text{ атм}$ до $x = 0,9$.

8-5. ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Решение задач, связанных с изменением состояния пара, может быть произведено или графически при помощи диаграмм *is* и *Ts*, или аналитически с применением таблиц. По большей части последний способ неудобен, так как формулы для паров, если они настолько просты, что удобны для повседневных расчетов, недостаточно точны; кроме того, способ этот громоздок, так как при переходе пара из одного состояния в другое (перегретый пар, сухой насыщенный, влажный) приходится применять различные формулы. Наоборот, графический метод более удобен, так как позволяет легко определить переход состояния пара через пограничную кривую. Однако, пользование диаграммами тоже не всегда возможно и не всегда удобно, поэтому при решении задач обычно пользуются обоими способами — аналитическим и графическим.

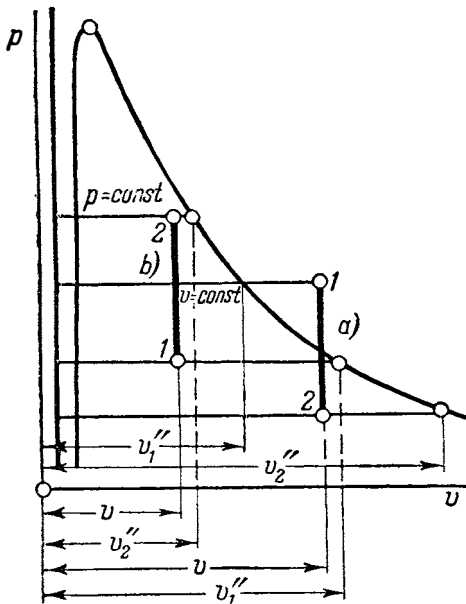
Задача обычно ставится так. Для данного процесса изменения состояния газа задают два параметра начального состояния и один параметр конечного состояния водяного пара.

В четырех рассматриваемых здесь частных случаях изменения состояния ($v = \text{const}$, $p = \text{const}$, $t = \text{const}$, $s = \text{const}$) один из параметров в процессах изменения состояния остается постоянным, таким образом и для конечного состояния оказываются известными два параметра состояния.

По двум параметрам начального и двум параметрам конечного состояния рабочего тела с помощью таблиц узнают, к какому пару, перегретога или насыщенного, относится каждое из этих состояний.

Решая этот вопрос, надо иметь в виду, что при одном и том же давлении для жидкого состояния всегда

$$v < v' \text{ и } t < t_s.$$



Фиг. 8-17.

Для *перегретого* пара

$$v > v'' \text{ и } t > t_s,$$

а при одной и той же температуре для жидкого состояния всегда

$$v \leq v' \text{ и } p \geq p_s;$$

для *перегретого* пара всегда (при $t = \text{const}$)

$$v > v'' \text{ и } p < p_s.$$

Для влажного пара при $p = \text{const}$ одновременно и $t = \text{const}$.

В этом случае

$$v' < v < v''.$$

Таким образом, если известны для какого-либо состояния два параметра p и v , или p и t , или v и t , по ним можно определить, к какому состоянию эти параметры относятся, и тем самым решить вопрос, не произошло ли в рассматриваемом процессе полное или частичное изменение агрегатного состояния рабочего тела. Вместе с тем можно определить и остальные параметры состояния по таблицам или формулам.

Вопрос о принадлежности параметров к тому или иному агрегатному состоянию можно решить и при помощи диаграмм, если процесс своими начальным и конечным состояниями лежит в той области, которая на диаграмме имеется. В особенности просто и достаточно точно исследуется при помощи диаграмм адиабатический процесс изменения состояния.

Если процесс изменения состояния происходит таким образом, что в конце получается влажный пар, то степень сухости можно определить графически; однако, графическое решение не всегда достаточно точно; в этом случае прибегают к аналитическому решению.

Для аналитического определения недостающих параметров можно воспользоваться следующими соотношениями.

1. Процесс $v = \text{const}$ (фиг. 8-17). Здесь по (8-4) для случая (а)

$$v_1 = v_2 = v''_2 x_2 + v'_2 (1 - x_2).$$

Последним членом по малости часто пренебрегают и тогда

$$x_2 = \frac{v_1}{v''_2}. \quad (8-29)$$

Для случая (b) имеем:

$$v''_1 x_1 + (1 - x_1) v'_1 = v''_2 x_2 + (1 - x_2) v'_2.$$

Если пренебречь вторыми членами в каждой из сторон уравнения, то получим:

$$\frac{v''_1}{v''_2} = \frac{x_2}{x_1}. \quad (8-29')$$

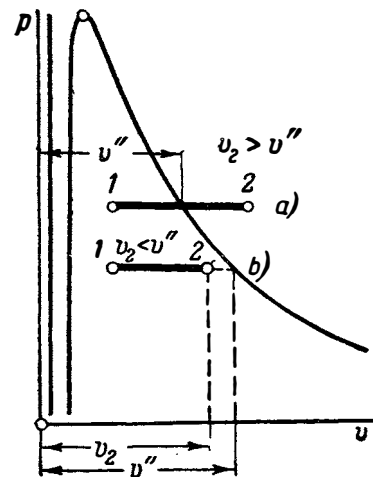
Так по одному из значений x и значениям v'' , взятым из таблиц, находят значение степени сухости второго состояния.

2. Процесс при $p = \text{const}$ (фиг. 8-18). Для случая (а) имеем по (8-4):

$$v_1 = v'' x_1 + v' (1 - x_1).$$

Если в начальном и конечном состояниях пар влажный (b), то для случаев, в которых можно пренебречь слагаемым $v'(1 - x)$, легко получаем:

$$\frac{x_1}{x_2} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (8-30)$$



Фиг. 8-18.

3. Изотермическое изменение состояния. Уравнение изотермы идеального газа

$$pv = \text{const}$$

здесь неприменимо.

Начальные и конечные параметры состояния находятся в соответствии с указаниями, данными в начале этого параграфа. В области влажного пара этот процесс является одновременно и процессом $p = \text{const}$, так что к нему относится уравнение (8-30).

4. Адиабатическое изменение состояния газа. Уравнение адиабаты

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

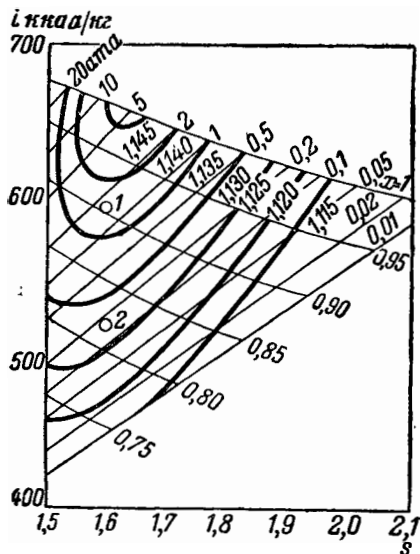
было выведено для идеального газа. Мы пользовались для этого зависимостями:

$$pv = RT; \\ du = c_v dT,$$

где по смыслу

$$k = \frac{c_p}{c_v}.$$

Так как эти зависимости не могут быть приняты для водяного пара, то и выражение (a) не является уравнением адиабаты для последнего. Однако, оно может быть с достаточной точностью применено к перегретому пару как эмпирическое уравнение, если в нем принять $k=1,3$, причем в этом случае k уже не является отношением теплоемкостей, а лишь опытно подобранным коэффициентом.



Фиг. 8-19.

Для сухого насыщенного и влажного пара в некоторых случаях применяют по Цейнеру то же уравнение с показателями: в первом случае

$$k = 1,135 \quad (8-31)$$

и во втором

$$k = 1,035 + 0,1x, \quad (8-32)$$

где x — степень сухости.

Однако, эти значения грубо приближенные. Лучше пользоваться значениями для k , определяемыми по диаграмме Zinzen'a (фиг. 8-19), на которой приведены кривые одинаковых k .

Эти кривые относятся к расширению сухого насыщенного пара и дают k в зависимости от параметров конечной точки 1 процесса. Так, при расширении насыщенного пара до точки 1 ($x = 0,91$) получается $k = 1,137$, до точки 2 ($x = 0,82$) $k = 1,127$.

Однако, аналитический расчет адиабатического процесса, не являясь точным, представляет большие трудности вследствие изменения показателя адиабаты k при переходе через кривую насыщения.

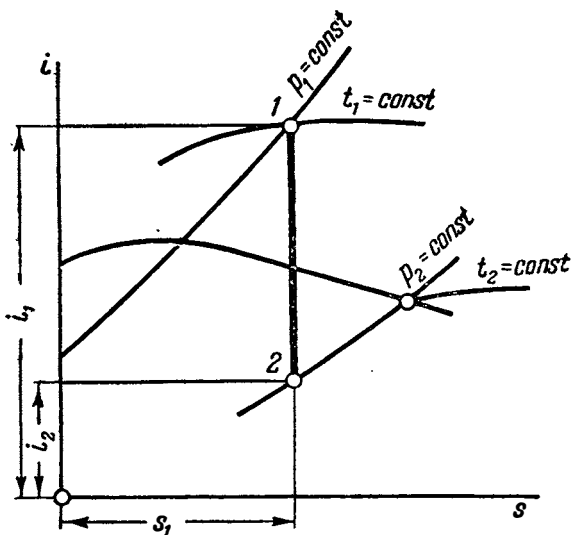
Для аналитического вычисления степени сухости в этом процессе можно воспользоваться тем обстоятельством, что энтропия в обратимом адиабатическом процессе остается постоянной; в таком случае

$$s_1 = s_2 = s'_2 + \frac{r_2}{T_{s_2}} x_2.$$

Отсюда

$$x_2 = \frac{(s_1 - s'_2) T_{s_2}}{r_2}.$$

Как было указано, этот процесс изменения состояния легко и с достаточной степенью точности исследуется при помощи диаграмм и, в частности, is -диаграммы. Действительно, если начальное состояние задано параметрами p_1 и t_1 , то точку, характеризующую это состояние, легко находят в пересечении изобары p_1 и изотермы t_1 (фиг. 8-20). Пусть это точка 1. Проектируя ее на ось ординат, находим i_1 ; проектируя на ось абсцисс, находим s_1 . Чтобы найти конечное состояние, надо провести адиабату, которая для обратимого адиабатического процесса будет линией постоянной энтропии и поэтому изображится в виде прямой, параллельной оси ординат. Если задано конечное давление, то конечное состояние определится пересечением заданной конечной изобары с адиабатой. На фиг. 8-20 точка 2 характеризует конечное со-



Фиг. 8-20.

стояние процесса. Энтальпия пара в этой точке может быть определена указанным ранее способом. Температура пара, если точка 2 лежит в области перегретого пара, определяется значением изотермы, проходящей через эту точку. Если же эта точка лежит в области влажного пара, как это изображено на фиг. 8-20, то нужно подняться по соответствующей изобаре до верхней пограничной кривой и по значению изотермы, проходящей через точку пересечения изобары с верхней пограничной кривой, определить температуру в точке 2. Степень сухости определяется значением соответствующей кривой, проходящей через точку 2.

Аналогичным образом is -диаграмма дает возможность определить начальные и конечные параметры и для других процессов изменения состояния водяного пара.

Иначе, чем в идеальном газе, здесь стоит вопрос о вычислении величин q , w и Δu . В процессе *изохорическом* ($v = \text{const}$) на основании (2-17)

$$q_v = \Delta u_v = u_2 - u_1 = (i_1 - Ap_2v_2) - (i_1 - Ap_1v_1). \quad (8-33)$$

В *изобарическом* процессе ($p = \text{const}$) по формуле (8-9)

$$q_p = \Delta i = i_2 - i_1.$$

Работа пара в этом процессе может быть вычислена по известной ранее формуле (3-27):

$$w = p(v_2 - v_1),$$

а изменение внутренней энергии по общей формуле

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - Ap_2v_2) - (i_1 - Ap_1v_1) \quad (8-34)$$

или по уравнению первого закона термодинамики

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

При рассмотрении *изотермического* процесса для идеального газа было отмечено, что в этом процессе внутренняя энергия тела остается постоянной и все тепло, которое подводится к идеальному газу в процессе, идет на совершение работы. Для действительных газов, по своим свойствам приближающихся к идеальным, это положение может быть всецело применено; применять же его к реальному газу, т. е. находящемуся недалеко от состояния сжижения, нельзя. Поэтому расчет изотермического процесса для водяного пара рассматриваемых в этой главе состояний отличается от того, что мы принимали для газов, подходящих по своим свойствам к идеальным.

В области насыщения изотермический процесс, как это было уже отмечено, является одновременно и изобарическим. Для этого случая расчет ведется так, как уже было ранее показано. Если же изменение состояния при $i = \text{const}$ переходит в пределы перегретого пара, то величины, о которых идет речь, находят из следующих соображений. На основании сказанного в § 5-8 количество тепла, подводимого к газу, в Ts -диаграмме измеряется площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами. В нашем случае на основании этого (фиг. 8-21)

$$q = T(s_2 - s_1). \quad (8-35)$$

Определив при помощи общей формулы (8-34) изменение внутренней энергии

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

найдем работу расширения:

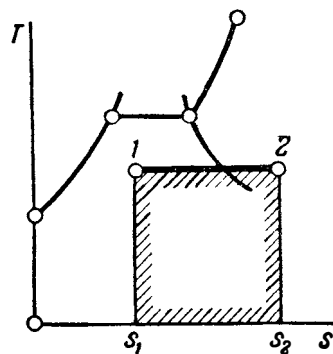
$$Aw = q - \Delta u. \quad (8-36)$$

В *адиабатическом* процессе по смыслу

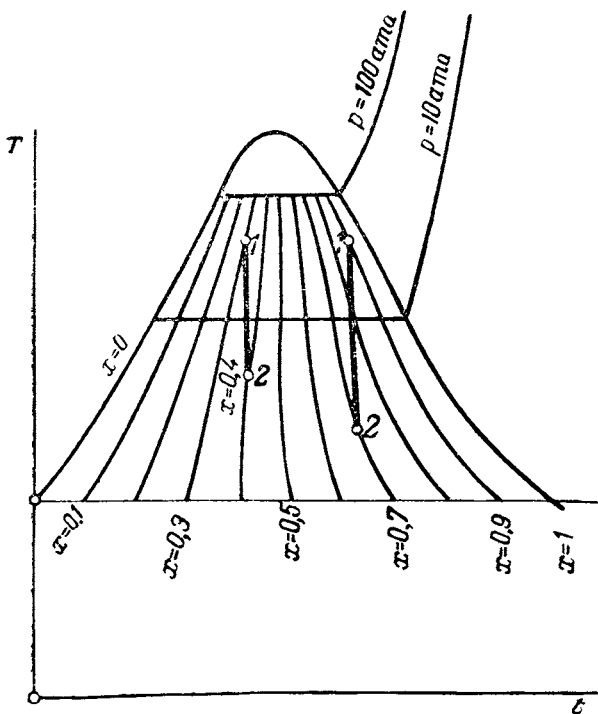
$$q = 0,$$

работу же нужно вычислять по уравнению

$$Aw = u_1 - u_2, \quad (8-37)$$



Фиг. 8-21.



Фиг. 8-22.

где u_1 и u_2 находят по обычной для реального газа формуле (8-34).

Из рассмотрения Ts -диаграммы фиг. 8-22 видно, что в некоторых случаях (приблизительно при $x_1 > 0,5$) адиабатический процесс расширения влажного пара протекает таким образом, что убыль внутренней энергии, за счет которой совершается работа в адиабатическом процессе пара, сопровождается конденсацией пара (степень сухости уменьшается), а в других (приблизительно при $x_1 < 0,5$) — процессом парообразования (степень сухости увеличивается). Как видно, работа, совершаемая пароводяной смесью, в которой преобладает газообразная фаза, такова, что остающейся внутренней энергии недостаточно, чтобы поддержать прежнюю степень сухости, и последняя уменьшается; наоборот, работа, совершаемая пароводяной смесью, в которой преобладает жидкая фаза, мала, и остающейся внутренней энергии достаточно, чтобы увеличить бывшую до этого степень сухости.

Пример 8-25. Параметры пара в котле $p_1 = 20 \text{ атм}$ и $t_1 = 300^\circ\text{C}$. При закрытых вентилях давление падает в одном случае до $p_2 = 18 \text{ атм}$ и в другом до $p_2 = 14 \text{ атм}$. Определить в каждом случае конечные параметры пара и количество тепла, отданного 1 кг пара во внешнюю среду.

Первый случай (фиг. 8-23). (Диаграмма $p-v$ дана в искаженном масштабе.)

Так как при закрытых вентилях объем пара не меняется, то процесс отдачи тепла во внешнюю среду — это процесс при $v = \text{const}$.

Для $p_1 = 20,0 \text{ атм}$ по таблицам сухого пара $t_s = 211,4^\circ\text{C}$, так что данный пар — перегретый. Начальный объем находим по табл. III:

$$v_1 = 0,1281 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как

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

то

$$v_2 = v_1 = 0,1281 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

По таблицам сухого насыщенного пара при $p_2 = 18,0 \text{ атм}$

$$v_2 = 0,1126 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как

$$v_2 = 0,1281 > v''_2 = 0,1126,$$

то пар в конечном состоянии перегретый. Его температуру определяем по табл. III. Путем интерполирования для $p_2 = 18 \text{ атм}$ и $v_2 = 0,1281 \text{ м}^3/\text{кг}$ находим:

$$t_2 = 250^\circ\text{C} + \frac{(0,1281 - 0,1275) 10}{(0,1307 - 0,1275)} = 250^\circ\text{C} + 1,9 = 252^\circ\text{C}.$$

Количество тепла в процессе

$$q = \Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - A p_2 v_2) - (i_1 - A p_1 v_1).$$

По таблицам

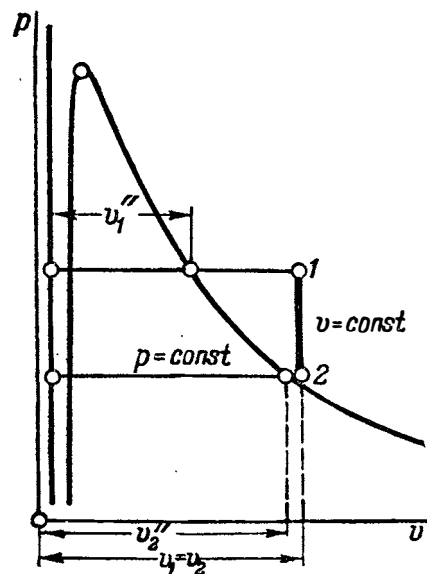
$$i_1 = 721,3 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 696,0 \text{ ккал/кг};$$

$$v_1 = v_2 = 0,1281 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

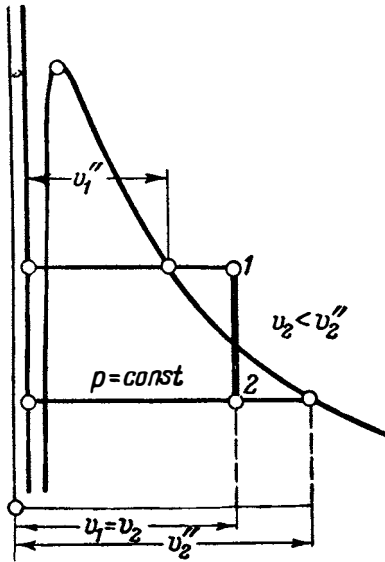
Отсюда

$$q = \Delta u = \left(696 - \frac{18 \cdot 10^4 \cdot 0,1281}{427,0} \right) - \left(721,3 - \frac{20 \cdot 10^4 \cdot 0,1281}{427,0} \right);$$

$$q = -208 \text{ ккал/кг}.$$



Фиг. 8-23.



Фиг. 8-24.

Второй случай (фиг. 8-24).

По таблицам находим для $p_2=14 \text{ ата}$:

$$v''_2=0,1435 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как

$$v''_2=0,1435 > v_2=0,1281,$$

то в конечном состоянии пар влажный.

Находим степень сухости. По формуле (8-5) для влажного пара

$$x = \frac{v_2}{v''_2} = \frac{0,1281}{0,1435} = 0,892.$$

Конечная температура пара соответствует температуре насыщенного пара при $p = 14 \text{ ата}$;

$$t_2=194,1^\circ\text{C}.$$

Количество тепла в процессе

$$q = \Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - A p_2 v_2) - (i_1 - A p_1 v_1).$$

Обычным способом находим:

$$q = -88 \text{ ккал/кг}.$$

Знак (—) указывает на отнятие тепла.

Пример 8-26. 1 кг пара при давлении $p_1=16 \text{ ата}$ и $v_1=0,15 \text{ м}^3/\text{кг}$ сжимается при $p=\text{const}$ в одном случае до $v_2=0,13 \text{ м}^3/\text{кг}$ и в другом до $v_2=0,10 \text{ м}^3/\text{кг}$. Определить конечные параметры, количество тепла в процессе, работу и изменение внутренней энергии.

Первый случай (фиг. 8-25, процесс 1-2').

По таблицам для $p=16 \text{ ата}$ имеем:

$$v''=0,1262 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как

$$v_1 > v'',$$

то вначале — пар перегретый.

Для конечного состояния имеем:

$$v_2=0,13 \text{ м}^3/\text{кг} > v''_2=0,1262 \text{ м}^3/\text{кг},$$

— пар остается еще перегретым.

Определим начальную и конечную температуру пара. По табл. III, интерполируя между $v=0,1482 \text{ м}^3/\text{кг}$

и $v=0,1517 \text{ м}^3/\text{кг}$, определяем $t_1=265^\circ\text{C}$. Конечная температура: для $v_2=0,13 \text{ м}^3/\text{кг}$ находим:

$$t_2=210^\circ\text{C}.$$

Количество тепла в процессе

$$q = i_2 - i_1.$$

По таблицам имеем:

$$i_2=673,3 \text{ ккал/кг}; i_1=705,1 \text{ ккал/кг},$$

так что

$$q = 673,3 - 705,1 = -31,8 \text{ ккал/кг}.$$

Работа пара в процессе

$$w = p(v_2 - v_1);$$

$$w = 16 \cdot 10^4(0,13 - 0,15) = -3200 \text{ кдж/кг}.$$

Изменение внутренней энергии: из уравнения первого закона имеем:

$$\Delta u = q - Aw = -31,8 - \frac{-3200}{427};$$

$$\Delta u = -31,8 + 7,5 = -24,3 \text{ ккал/кг}.$$

Для того, чтобы решить задачу при помощи i - s -диаграммы, на ней должны быть нанесены изохоры, как это часто и делают; при отсутствии изохор для определения точки, соответствующей данному состоянию, можно пользоваться в области перегретого пара изотермами, в области влажного пара — линиями постоянного x . Находим пересечение изобары 16 ата (фиг. 8-26) с изотермой $t_1=265^\circ\text{C}$. Проектируя на ось ординат найденную точку пересечения, получаем:

$$i_1=705 \text{ ккал/кг}.$$

В пересечении той же изобары $p=16 \text{ ата}$ с изотермой $t_2=210^\circ\text{C}$ определяем:

$$i_2=673 \text{ ккал/кг}.$$

Отсюда количество тепла в процессе

$$q_2 = i_2 - i_1 = 673 - 705;$$

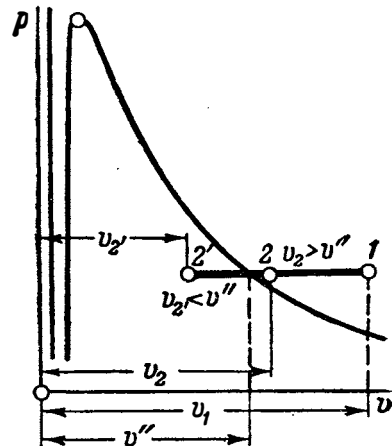
$q_2 = -32 \text{ ккал/кг}$ приблизительно сходится с ранее полученными.

Второй случай (фиг. 8-25, процесс 1-2').

Так как

$$v_2=0,10 \text{ м}^3/\text{кг} < v''=0,1262 \text{ м}^3/\text{кг},$$

то пар в конце — влажный насыщенный.



Фиг. 8-25.

Определим степень сухости пара в конечном состоянии:

$$v_2 = v''_2 x,$$

откуда

$$x_2 = \frac{v_2}{v''_2} = \frac{0,10}{0,1262} = 0,79.$$

Температура пара определится по таблицам насыщенного пара: для $p=16 \text{ ата}$

$$t_2 = 200,4^\circ\text{C}.$$

По is -диаграмме: в пересечении изобары $p=16 \text{ ата}$ с кривой $x_2=0,79$ находим $i_2=575 \text{ ккал/кг}$. Отсюда

$$q_p = i_2 - i_1 = 575 - 705;$$

$$q_p = -130 \text{ ккал/кг}.$$

Работа определяется так:

$$w = p(v_2 - v_1) = 16 \cdot 10^4(0,1 - 0,15),$$

$$w = -16 \cdot 10^4 \cdot 0,05 = -8000 \text{ кгм/кг}.$$

Отсюда изменение внутренней энергии составит:

$$\Delta u = q - Aw,$$

$$\Delta u = -130 - \left(\frac{-8000}{427} \right) = -130 + 19,2;$$

$$\Delta u = -110,8 \text{ ккал/кг}.$$

Пример 8-27. 1 кг пара при $p_1=18 \text{ ата}$ и $x_1=0,7$ изотермически расширяется до $p_2=8 \text{ ата}$. Определить конечные параметры, количество извне подведенного тепла, изменение внутренней энергии и работу расширения пара в процессе (фиг. 8-27).

Для $p_1=18 \text{ ата}$ по табл. II

$$t_s = 206,1^\circ\text{C}.$$

Для $p_2=8 \text{ ата}$

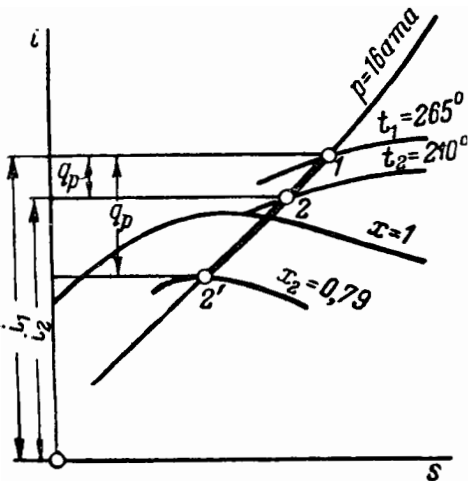
$$t_s = 169,6^\circ\text{C}.$$

Так как в процессе

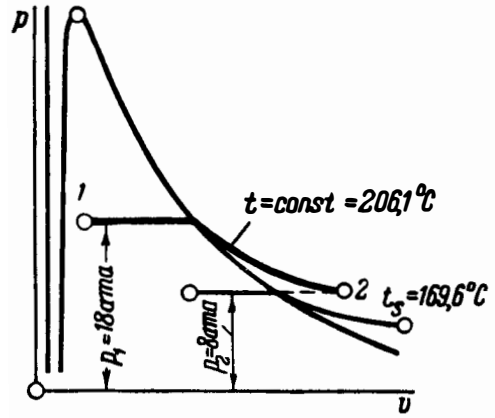
$$t = \text{const} = 206,1^\circ\text{C} > t_s = 169,6^\circ\text{C},$$

то в конце процесса пар будет перегретым. Начальный объем определится из

$$v_1 = v''_1 x,$$



Фиг. 8-26.



Фиг. 8-27.

где

$$v'' = 0,1126 \text{ м}^3/\text{кг},$$

так что

$$v_1 = 0,7 \cdot 0,1126 = 0,0786 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Конечный объем определяем по таблицам перегретого пара; находим по табл. III для $p_2=8 \text{ ата}$ и $t=206,1^\circ\text{C}$:

$$v_2 = 0,2702 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Количество тепла, подведенное к газу в процессе, определится по формуле (8-35):

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

где

$$s_1 = s'_1 + \frac{r_1}{T_1} x_1 = 0,5701 + (1,5251 - 0,5701) \cdot 0,7;$$

$$s_1 = 1,238 \text{ ед. энтропии}.$$

Энтропия в конце определится по таблицам перегретого пара; из них имеем для пара $p_2=8 \text{ ата}$ и $t_2=206,1^\circ\text{C}$:

$$s_2 = 1,636 \text{ ед. энтропии},$$

откуда

$$q = (206,1 + 273) \cdot (1,636 - 1,238);$$

$$q = 192 \text{ ккал/кг}.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - Ap_2 v_2) - (i_1 - Ap_1 v_1).$$

По таблицам и расчетом получаем:

$$i_2 = 681 \text{ ккал/кг}; \quad i_1 = 531 \text{ ккал/кг};$$

$$v_2 = 0,2702 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v_1 = 0,0786 \text{ м}^3/\text{кг},$$

так что

$$\Delta u = \left[681 - \frac{8 \cdot 10^4 \cdot 0,2702}{427} \right] - \left[531 - \frac{10^4 \cdot 18 \cdot 0,0786}{427} \right];$$

$$\Delta u = 132,6 \text{ ккал/кг}.$$

Работа пара в процессе

$$Aw = q - \Delta u = 192 - 132,6;$$

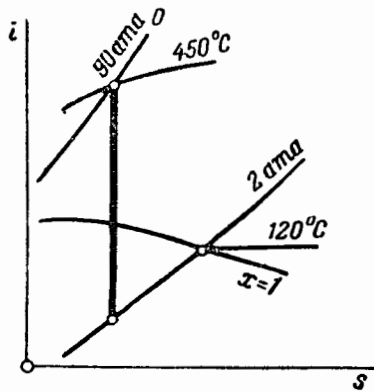
$$w = 59,4 \text{ ккал/кг}.$$

Пример 8-28. 2 м³ пара расширяются адиабатически от начальных параметров состояния

$$p_1 = 90 \text{ ата и } t = 450^\circ\text{C}$$

до $p_2 = 2,0 \text{ ата}$.

Найти значения i_1, v_1, i_2, v_2, x_2 и работу пара в процессе.



Фиг. 8-28.

По i - s -диаграмме и из таблиц находим для начального состояния (фиг. 8-28):

$$i_1 = 777 \text{ ккал/кг};$$

$$v_1 = 0,0343 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$u_1 = i_1 - A p_1 v_1 = 777 - \frac{90 \cdot 10^4 \cdot 0,0343}{427} = 704,6 \text{ ккал/кг}.$$

Проведя в диаграмме i - s адиабату до пересечения с конечной изобарой, находим:

$$i_2 = 586 \text{ ккал/кг}; \quad x_2 = 0,888;$$

$$v_2 = v_1' x_2 = 0,9016 \cdot 0,888 = 0,805 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$u_2 = i_2 - A p_2 v_2 = 586 - \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 0,805}{427} = 548,6 \text{ ккал/кг}.$$

Отсюда работа пара в процессе составит:

$$W = -G \Delta u = - \frac{V_1}{v_1} (u_2 - u_1) = - \frac{2}{0,0343} (548,6 -$$

$$- 704,6) = 9 \ 100 \text{ ккал},$$

$$W = 427 \cdot 9 \ 100 = 3 \ 880 \ 000 \text{ кгм}.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 8-27. 1 кг водяного пара при давлении $p_1 = 25 \text{ атм}$ и $v_1 = 0,07 \text{ м}^3/\text{кг}$ нагревается при $v = \text{const}$ в одном случае до $t_2 = 230^\circ\text{C}$ и в другом до $t_3 = 250^\circ\text{C}$. Определить конечные параметры и количество подведенного тепла. При каком давлении в этом процессе пар будет сухим насыщенным?

Задача 8-28. В цилиндре с неподвижным поршнем, объем которого $0,2 \text{ м}^3$, имеется пароводяная смесь при $x_1 = 0,4$ и $p_1 = 5 \text{ атм}$. Какое количество тепла необходимо подвести, чтобы давление поднялось до $p_2 = 10 \text{ атм}$?

Задача 8-29. $0,5 \text{ м}^3$ сухого насыщенного пара при давлении $p_1 = 5 \text{ атм}$ охлаждаются при $v = \text{const}$ до $t_2 = 70^\circ\text{C}$. Определить степень сухости в конце охлаждения, конечное давление и количество отведенного тепла в процессе.

Задача 8-30. 1 кг пара при $p_1 = 40 \text{ атм}$, $v_1 = 0,065 \text{ м}^3/\text{кг}$ охлаждается при $v = \text{const}$ в одном случае до $t_2 = 240^\circ\text{C}$ и в другом до $t_2 = 200^\circ\text{C}$. Определить конечные параметры, изменение энтропии и количество отведенного тепла.

Задача 8-31. 1 м^3 водяного пара при $p_1 = 20 \text{ атм}$ и $x_1 = 0,7$ расширяется при $p = \text{const}$ в одном случае до $V_2 = 1,3 \text{ м}^3$, в другом до $V_2 = 1,6 \text{ м}^3$. Определить конечные параметры, количество тепла в процессе, работу, совершенную газом, и изменение внутренней энергии. Какой объем будет занимать этот пар, когда он будет проходить через состояние сухого насыщенного пара.

Задача 8-32. 1 кг водяного пара при $p_1 = 14 \text{ атм}$ и $v_1 = 0,20 \text{ м}^3/\text{кг}$ сжимается при $p = \text{const}$ в одном случае до $v_2 = 0,155 \text{ м}^3/\text{кг}$, в другом до $v_2 = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}$. Определить конечные параметры, количество отведенного тепла, изменение внутренней энергии и работу, затраченную на сжатие.

Задача 8-33. 5 кг пара при $p_1 = 30 \text{ атм}$ и $t_1 = 300^\circ\text{C}$ изотермически сжимаются до половинного объема. Определить конечные параметры, количество тепла в процессе, работу и изменение внутренней энергии.

Задача 8-34. 1 кг пара при $p_1 = 10 \text{ атм}$ и $v_1 = 0,17 \text{ м}^3/\text{кг}$ изотермически расширяется до $v_2 = 0,35 \text{ м}^3/\text{кг}$. Определить конечные параметры, количество отведенного тепла, работу и изменение внутренней энергии газа.

Задача 8-35. 1 кг пара при $p_1 = 20 \text{ атм}$ и $t_1 = 350^\circ\text{C}$ адиабатически расширяется в одном случае до $p_2 = 5 \text{ атм}$ и в другом до $p_2 = 0,04 \text{ атм}$. Определить конечные параметры и изменение внутренней энергии. При каком давлении пар будет сухим насыщенным?

Задача 8-36. 1 м^3 влажного пара при $p_1 = 2 \text{ атм}$ и $x_1 = 0,8$ адиабатически сжимается до $p_2 = 20 \text{ атм}$. Определить все начальные и конечные параметры, а также работу, затраченную на сжатие. При каком давлении пар будет сухим насыщенным?

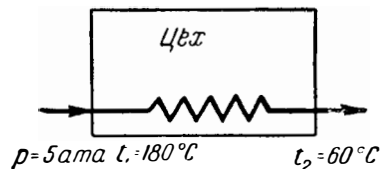
Задача 8-37. Котельная вырабатывает 10000 кг/час пара при $p = 20 \text{ атм}$ и $t = 300^\circ\text{C}$. Определить расход угля теплотворной способностью $Q_p = 7000 \text{ ккал/кг}$, если температура питательной воды $t_g = 40^\circ\text{C}$, а к. п. д. котельной $\eta_k = 0,78$. Процесс получения пара в котельной $p = \text{const}$.

Задача 8-38. Какое количество тепла нужно затратить, чтобы получить при $p = 12 \text{ атм}$ 5 кг сухого насыщенного пара из воды при $t = 20^\circ\text{C}$? Определить внутреннюю энергию этого пара.

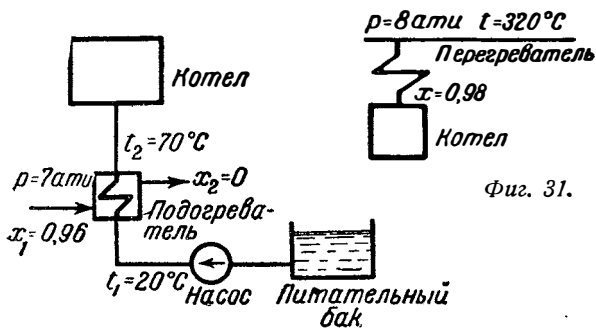
Задача 8-39. Какое количество тепла нужно затратить, чтобы в изобарическом процессе получить 10 кг влажного пара $p = 20 \text{ атм}$ со степенью сухости $x = 0,8$? Определить внутреннюю энергию и объем этого пара. Начальная температура воды $t_g = 200^\circ\text{C}$.

Задача 8-40. Какое количество тепла нужно затратить, чтобы получить 10 кг пара при $p = 30 \text{ атм}$ и $t = 380^\circ\text{C}$ из воды при $t = 225^\circ\text{C}$? Определить внутреннюю энергию и объем этого пара.

Задача 8-41. Цех потребляет $1 \ 000 \ 000 \text{ ккал}$ тепла в час, которое подается ему в виде пара при $p = 5 \text{ атм}$ и $t = 180^\circ\text{C}$. Определить расход пара в час, если возвращающийся обратно конденсат имеет $t = 60^\circ\text{C}$. Процесс потребления пара при $p = \text{const}$ (фиг. 8-29).



Фиг. 8-29.



Фиг. 8-30.

Задача 8-42. В котел в 1 час подается 10 000 кг воды из питательного бака; начальная температура воды $t_1=20^\circ\text{C}$. Температура воды в подогревателе повышается на 50°C . Каков часовой расход пара на подо-

греватель, если он потребляет насыщенный пар при 7 ати и $x=0,96$ (фиг. 8-30).

Задача 8-43. Нужно нагреть при $p=\text{const}$ 40 м^3 воды при $t=15^\circ\text{C}$ до 50°C , для чего имеется пар при $p=7 \text{ ати}$ и $t=200^\circ\text{C}$. Сколько килограммов пара потребуется для этого?

Задача 8-44. Какое количество тепла нужно затратить, чтобы при $p=\text{const}$ получить 1 м^3 пара, $p=12 \text{ ати}$ и $t=320^\circ\text{C}$ из воды при $t=40^\circ\text{C}$?

Задача 8-45. 1 кг водяного пара при давлении $p=7 \text{ ати}$ имеет объем $v=0,25 \text{ м}^3/\text{кг}$; при $p=\text{const}$ он нагревается до $t_2=320^\circ\text{C}$. Какое количество тепла для этого потребуется и каков будет конечный объем пара?

Задача 8-46. Определить тепло, расходуемое в перегревателе парового котла на 1 кг пара, если температура перегретого пара $t=320^\circ\text{C}$, а из барабана котла в перегреватель поступает пар при $p=8 \text{ ати}$ и $x=0,98$. Процесс в перегревателе при $p=\text{const}$ (фиг. 8-31).

Фиг. 31.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

9-1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Широко распространенным в целом ряде установок рабочим телом является *воздух*. Это—механическая смесь газов, состоящая, главным образом, из азота и кислорода. Вместе с тем воздух всегда бывает в той или иной степени смешан с водяным паром. Такая смесь воздуха с водяным паром называется *влажным воздухом* в отличие от *сухого воздуха*, под которым понимают воздух без примеси водяного пара. Знание свойств влажного воздуха имеет особенное значение при изучении сушильного дела.

Все соотношения, выведенные для смесей идеальных газов в § 1-5, могут быть с достаточной степенью точности применены к влажному воздуху, так как пар в нем по большей части бывает в перегретом состоянии при небольших давлениях, в каком он близко подходит под понятие идеального газа.

В главе первой приводился закон Дальтона. По этому закону давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений газов, составляющих эту смесь, из чего заключаем, что в смеси каждый газ находится при своем парциальном давлении. При этом, как уже раньше отмечалось, как каждый отдельный газ, так и вся смесь имеют один и тот же объем и это—объем того сосуда, в котором находится смесь. Что касается температуры, то она одинакова как

для смеси, так и для каждого газа, входящего в смесь.

Если обозначить p_n —парциальное давление водяного пара и p_v —парциальное давление сухого воздуха, то давление влажного воздуха составляет:

$$p = p_n + p_v.$$

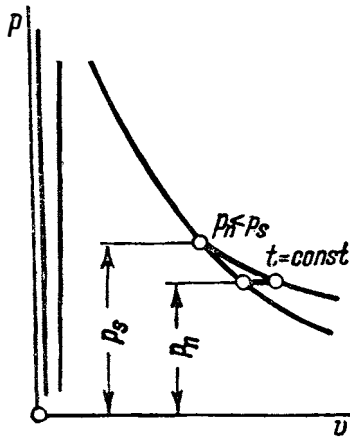
Обычно в сушильной технике воздух рассматривают при барометрическом давлении. В этом случае

$$B = p_n + p_v, \quad (9-1)$$

где B —барометрическое давление.

При заданных температуре и давлении влажного воздуха всегда существует такое его состояние, при котором он содержит максимально возможное в этих условиях количество водяного пара. Такой влажный воздух называется *насыщенным воздухом*.

Рассмотрим сначала те случаи, когда температура влажного воздуха ниже температуры насыщения t_s , соответствующей его давлению, в частности ниже $\sim 100^\circ\text{C}$ при барометрическом давлении 760 мм рт. ст. В этих случаях максимальное количество водяного пара во влажном воздухе будет тогда, когда пар в нем насыщенный, т. е. парциальное давление пара равно давлению насыщения при заданной температуре воздуха. В этом случае



Фиг. 9-1.

насыщенный воздух — это смесь сухого воздуха и сухого насыщенного пара. Для него

$$p_n = p_s,$$

где p_s — давление насыщения водяного пара при температуре воздуха.

Если парциальное давление пара во влажном воздухе меньше давления насыщения, соответствующего температуре воздуха, т. е. если

$$p_n < p_s,$$

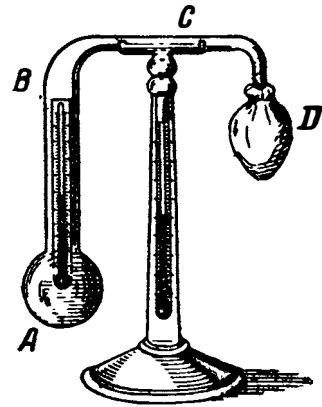
то, как это видно из фиг. 9-1, водяной пар находится в перегретом (ненасыщенном) состоянии. Такая смесь сухого воздуха и перегретого пара называется *ненасыщенным воздухом*.

Охлаждая воздух, а следовательно, и пар, находящийся в нем при постоянном давлении (парциальное давление пара при этом также остается постоянным), можно довести пар до состояния насыщения. При этом воздух станет насыщенным. Это будет тогда, когда температура воздуха станет равной температуре насыщения при данном парциальном давлении водяного пара. Эта температура называется *точкой росы* t_p .

Если понижать температуру воздуха ниже температуры насыщения при данном парциальном давлении, т. е. ниже точки росы, начинается конденсация водяного пара — пар в воздухе становится влажным (появление тумана). Такой воздух называется *пресыщенным*. В технике такой воздух встречается редко. Здесь он не рассматривается.

Если известен состав смеси, парциальное давление может быть определено по формуле (1-61):

$$p = p_n r_k,$$



Фиг. 9-2.

где r_k — объемная доля водяного пара в смеси (последняя при этом рассматривается как идеальный газ).

Парциальное давление пара в воздухе иначе может быть найдено по точке росы. Последняя же определяется очень просто при помощи прибора, который называется *гигрометром*.

Опишем простейший гигрометр Даниеля (фиг. 9-2). Он представляет собой изогнутую стеклянную трубку ABCD, оканчивающуюся двумя шариками A и D. В шарике A — жидкий эфир, температура которого может быть измерена помещенным внутри термометром. Остальная часть трубки заполнена парами эфира. Шарик D окружен какой-либо материей. Ее держат во влажном состоянии, смазывая время от времени водой.

Испаряясь, вода отнимает теплоту у паров эфира, которые и конденсируются. При этом давление паров эфира понижается, что вызывает испарение жидкого эфира в шарике A, сопровождающееся понижением температуры. Вследствие этого понижается и температура воздуха, окружающего шарик A. Когда температура воздуха станет равной температуре насыщения при парциальном давлении пара в нем, воздух станет насыщенным; в этот момент на стенках шарика A появятся капельки воды. Температура эфира, измеряемая термометром, при этом будет равна температуре воздуха у стенки шарика. Очевидно, что это будет точка росы. Зная последнюю, по таблицам насыщенного пара определяют парциальное давление пара в воздухе.

Чтобы сделать более заметным появление капелек влаги на шарике A, его частично покрывают тонким слоем золота.

9-2. АБСОЛЮТНАЯ И ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ВЛАЖНОСТЬ ВОЗДУХА

О влажности воздуха судят по количеству водяного пара в нем.

На основании определения парциального давления вес пара в 1 м^3 влажного воздуха есть его удельный вес при парциальном давлении пара и температуре воздуха (она же температура пара). Будем обозначать его γ'_n , где значок (') указывает, что удельный вес относится к парциальному давлению.

Таким образом γ'_n измеряет вес пара в 1 м^3 влажного воздуха при температуре воздуха. Эта величина называется *абсолютной влажностью воздуха*.

Так как удельный вес насыщенного пара при какой-либо температуре выше удельного веса перегретого пара, то и абсолютная влажность насыщенного воздуха (ее будем обозначать γ_n) выше, чем у ненасыщенного той же температуры. Таким образом,

насыщенному воздуху данной температуры соответствует максимальное значение абсолютной влажности и максимальное значение парциального давления.

Если обозначить максимально возможное давление водяного пара во влажном воздухе при данной температуре p_n , то

$$p_n = p_s,$$

где p_s — давление насыщенного пара при данной температуре. Сказанное относится к тем случаям, когда температура воздуха ниже температуры насыщения при давлении воздуха. В частности, если воздух рассматривается при нормальном барометрическом давлении, то это относится к тем случаям, когда температура его ниже 100°C . О соотношениях, получающихся для γ_n и p_n при температурах выше температуры насыщения, см. в § 9-5.

Значения $\gamma_n = \gamma''$ и γ'_n могут быть найдены по таблицам, из них первое — по таблицам насыщенного пара, а второе — по таблицам перегретого пара.

Чаще определяют влажность воздуха отношением веса водяного пара, находящегося в воздухе, к максимально возможному весу его при данной температуре, т. е. отношением

$$\frac{\gamma'_n}{\gamma_n}.$$

Это отношение называется *относительной влажностью* и обозначается φ . Таким обра-

зом, относительная влажность или, как еще называется это отношение, *степень насыщения* есть

$$\varphi = \frac{\gamma'_n}{\gamma_n}. \quad (9-2)$$

Если принять, что водяной пар, находящийся в воздухе, — идеальный газ, то можно написать:

$$\begin{aligned} p_n &= RT \gamma'_n; \\ p_n &= RT \gamma_n. \end{aligned}$$

Отсюда, взяв отношение обоих равенств, получаем:

$$\frac{p_n}{p_n} = \frac{\gamma'_n}{\gamma_n}.$$

Сравнивая с формулой (9-2), получаем:

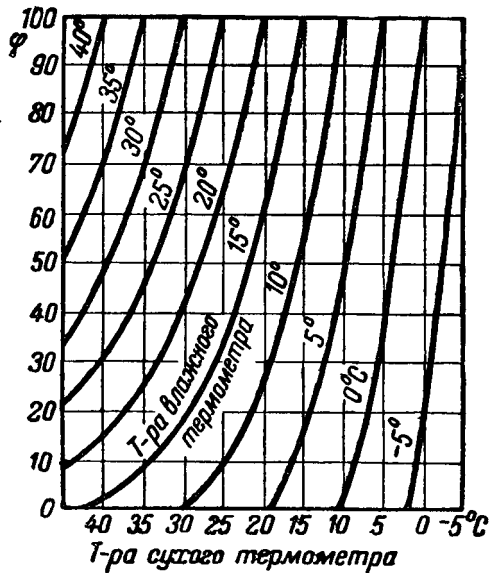
$$\varphi = \frac{p_n}{p_n}. \quad (9-3)$$

Это отношение может быть применено для определения φ с достаточной степенью точности. В нем p_n определяется по таблицам насыщенного пара для данной температуры воздуха, а p_n находится по тем же таблицам для найденной при помощи гигрометра t_p . Обратно, если известно φ , по отношению (9-3) и известной температуре воздуха находится p_n .

Определение парциального давления и в дальнейшем относительной влажности по точке росы, найденной при помощи гигрометра Даниеля, нельзя признать достаточно точным, так как момент появления росы на шарике трудно заметить. Более точно относительная влажность определяется психрометром Августа, по показаниям обыкновенного (как его в этом случае называют, сухого) и влажного термометров (у последнего шарик обернут влажной тканью).

На фиг. 9-3 приведена диаграмма, по которой определяется относительная влажность; по оси абсцисс отложены показания сухого термометра, по оси ординат — относительная влажность. Диаграмма относится к $B=1 \text{ ата}$. При относительной влажности примерно в 60% для повышенного давления на каждую 0,01 ата следует отбрасывать от отсчетов около 0,2%, а для пониженного — прибавлять такую же величину¹.

¹ Эта диаграмма заимствована из книги А. Гинца, Термодинамические основы поршневых и турбокомпрессоров.



Фиг. 9-3.

Пример 9-1. Парциальное давление пара в воздухе составляет $p_n = 80$ мм рт. ст., температура воздуха $t = 70$ °С. Каково состояние воздуха?

При температуре $t = 70$ °С имеем по таблице насыщенного пара:

$$p_s = 0,3177 \text{ кг/см}^2 = 234 \text{ мм рт. ст.}$$

Так как

$$p_n = 80 \text{ мм рт. ст.} < p_s = 234 \text{ мм рт. ст.},$$

то пар перегретый, а следовательно, воздух ненасыщенный.

Пример 9-2. При помощи гигрометра определена точка росы $t_p = 15$ °С. Определить парциальное давление сухого воздуха во влажном воздухе, если $V = 745$ м³ рт. ст.

По таблицам насыщенного пара для $t = 15$ °С

$$p_s = p_n = 0,01738 \cdot 745,6 = 12,8 \text{ мм рт. ст.}$$

Отсюда

$$p_v = 745 - 12,8 = 732,2 \text{ мм рт. ст.}$$

Пример 9-3. Парциальное давление пара $p_n = 2000$ кг/м³, $t = 70$ °С. Определить состояние пара во влажном воздухе и точку росы.

По таблицам насыщенного пара для $p = 0,2$ атм находим:

$$t_s = 59,7 \text{ °С.}$$

Это и есть точка росы.

Так как температура пара в воздухе равна температуре воздуха, т. е. $t = 70$ °С, то пар в воздухе перегретый, а воздух ненасыщенный.

Пример 9-4. Парциальное давление пара во влажном воздухе $p_n = 3000$ кг/м³, $t = 80$ °С. Определить абсолютную влажность воздуха. Барометрическое давление нормальное.

По таблицам перегретого пара находим для $v = 0,3$ кг/см³ и $t = 80$ °С:

$$v = 5,507 \text{ м}^3/\text{кг},$$

отсюда абсолютная влажность составляет:

$$\gamma'_n = \frac{1}{v} = 0,182 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 9-5. Для пара предыдущего примера определить γ_n и относительную влажность.

По таблицам насыщенного пара имеем для $t = 80$ °С:

$$\gamma_n = \gamma'_n = 0,2933 \text{ кг/м}^3.$$

Отсюда относительная влажность воздуха

$$\varphi = \frac{0,182}{0,2933} = 0,62.$$

Иначе, по таблицам насыщенного пара находим для $t = 80$ °С:

$$p_n = p_s = 0,4829 \text{ кг/м}^2,$$

отсюда

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n} = \frac{0,3}{0,4829} = 0,62,$$

что сходится с ранее полученным значением. (Задачи для самостоятельной проработки см. в конце главы.)

9.3. ВЛАГОСОДЕРЖАНИЕ. УДЕЛЬНЫЙ ВЕС

Для характеристики влажного воздуха пользуются еще отношением

$$\frac{G_n}{G_v} = d. \quad (9-4)$$

Здесь G_n — вес пара во влажном воздухе, а G_v — вес сухого воздуха в нем. Это отношение называют *влажностью*. Если $G_v = 1$ кг, то d измеряет в килограммах вес пара, приходящийся на 1 кг сухого воздуха. Иногда эту величину измеряют в г/кг (в граммах влаги на 1 кг сухого воздуха). В расчетах сушильного процесса, ввиду того что в нем количество сухого воздуха остается постоянным, эта величина очень удобна, так как по ее изменениям можно судить об интенсивности процесса сушки.

Как и у любой газовой смеси, объем $(1 + d)$ кг влажного воздуха при давлении смеси тот же, что и объем 1 кг входящего в эту смесь сухого воздуха при парциальном давлении воздуха, и тот же, что объем d кг входящего в эту смесь водяного пара при парциальном давлении пара. Это непосредственно вытекает из определения парциального давления. При этом имеется в виду, что температура во всех случаях одна и та же; это — температура влажного воздуха.

Для вычисления d по формуле (9-4) имеем: Подставляя

$$\begin{aligned} G_n &= V_n \gamma'_n; \\ G_s &= V_s \gamma'_s, \end{aligned}$$

где V_n — объем, занимаемый G_n кг пара при парциальном давлении пара, а V_s — объем, занимаемый G_s кг воздуха при своем парциальном давлении. На основании сказанного

$$V_n = V_s.$$

Тогда

$$d = \frac{\gamma'_n}{\gamma'_s}. \quad (9-5)$$

Здесь γ'_n может быть определено, как уже было сказано, по таблицам перегретого пара, а γ'_s — из уравнения Клапейрона

$$p = RT \gamma'_s,$$

в которое вместо p надо подставить парциальное давление p_s воздуха, а вместо T — абсолютную температуру воздуха. При этом

$$p_s = B - p_n.$$

Можно d определить и следующим образом.

Пусть имеется V м³ влажного воздуха при температуре T . Напишем уравнение Клапейрона отдельно для пара и сухого воздуха, входящих в V м³ влажного воздуха:

$$\begin{aligned} p_n V_s &= G_n R_n T; \\ p_s V_s &= G_s R_s T. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\frac{p_n V_n}{p_s V_s} = \frac{G_n R_n}{G_s R_s}.$$

Так как

$$V_s = V_n = V,$$

то после сокращения получим:

$$\frac{p_n}{p_s} = \frac{G_n R_n}{G_s R_s}.$$

Но

$$\frac{G_n}{G_s} = d,$$

отсюда

$$d = \frac{p_n R_s}{p_s R_n}.$$

$$\begin{aligned} R_s &= 29,27 \text{ кгм/кг град}, \\ R_n &= 47,1 \text{ кгм/кг град}, \end{aligned}$$

получаем:

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p_s} \text{ кг/кг},$$

или, если d выразить в г/кг и заменить

$$p_s = B - p_n,$$

то

$$d = 622 \frac{p_n}{B - p_n} \text{ г/кг}. \quad (9-6)$$

Из формулы (9-6) видно, что при одном и том же B влагосодержание воздуха зависит только от парциального давления, увеличиваясь вместе с последним, так что p_n и d являются в сущности одним и тем же параметром, и только вместе с еще каким-либо (i, t) каждый из них при данном барометрическом давлении может характеризовать состояние влажного воздуха.

Удельный вес влажного воздуха представляет собой вес 1 м³ влажного воздуха. Он складывается из суммы весов пара и сухого воздуха. На основании определения парциального давления вес пара в 1 м³ влажного воздуха есть его удельный вес при своем парциальном давлении и температуре влажного воздуха. То же можно сказать и о сухом воздухе, входящем в смесь. Таким образом

$$\gamma = \gamma'_n + \gamma'_s. \quad (9-7)$$

Здесь γ — удельный вес влажного воздуха при давлении смеси;

γ'_s — удельный вес пара в воздухе при его парциальном давлении;

γ'_n — удельный вес сухого воздуха во влажном воздухе при парциальном давлении сухого воздуха.

Температура при этом одинакова как для смеси, так и в отдельности для пара и сухого воздуха.

Если каждую из величин, входящих в зависимость (9-7), считать идеальным газом, то зависимость (9-7) можно получить и из формулы

$$\gamma = \sum_1^n r_k \gamma_k,$$

выведенной в § 1-5.

Действительно, для нашей смеси

$$\gamma = r_n \gamma_n + r_s \gamma_s,$$

где r_n и r_s — объемные доли соответственно пара и воздуха;

γ_n и γ_s — удельные веса пара и сухого воздуха при давлении и температуре смеси.

Заменим γ_n и γ_s через γ'_n и γ'_s . По закону Бойля-Мариотта (так как γ_n , γ'_n , γ_s , γ'_s относятся к одной и той же температуре)

$$\frac{\gamma_n}{\gamma'_n} = \frac{p}{p_n};$$

$$\frac{\gamma_s}{\gamma'_s} = \frac{p}{p_s}.$$

Здесь p — давление влажного воздуха.

Отсюда

$$\gamma_n = p \frac{\gamma'_n}{p_n};$$

$$\gamma_s = p \frac{\gamma'_s}{p_s}.$$

Кроме того, по § 1-5

$$p_n = p r_n;$$

$$p_s = p r_s.$$

Подставляя эти значения в формулу для γ , получим:

$$\gamma = \gamma'_n + \gamma'_s.$$

Установим зависимость γ от влагосодержания воздуха.

Для $(1+d)$ кг влажного воздуха (занимающего объем V при давлении p влажного воздуха) можно написать:

$$\gamma = \frac{1+d}{V} = \frac{1+d}{V_n}.$$

С другой стороны,

$$V_n = \frac{d}{\gamma'_n}.$$

Подставляя в предыдущее равенство, получим:

$$\gamma = \frac{\gamma'_n}{d} (1+d). \quad (9-8)$$

Зависимость между γ и относительной влажностью воздуха можно установить следующим образом. По формуле (9-2)

$$\gamma'_n = \varphi \gamma_n,$$

а по уравнению Клапейрона

$$\gamma'_s = \frac{p_s}{R_s T} = \frac{B-p_n}{R_s T}.$$

Отсюда

$$\gamma = \gamma'_s + \gamma'_n = \frac{B-p_n}{R_s T} + \varphi \gamma_n.$$

Если, как это часто бывает, B и p берутся в мм рт. ст., то

$$\gamma = \frac{(B-p_n) \cdot 10^4}{735,6 \cdot 29,27} + \varphi \gamma_n,$$

что дает

$$\gamma = 0,465 \frac{B-p_n}{T} + \varphi \gamma_n.$$

Заменяя здесь с известным допущением по формуле (9-3)

$$p_n = \varphi p_n,$$

получаем значение удельного веса влажного воздуха в зависимости от φ и p_n :

$$\gamma = 0,465 \frac{B - \varphi p_n}{T} + \varphi \gamma_n. \quad (9-9)$$

Здесь B и p_n должны быть взяты в мм рт. ст.; γ_n и p_n для температур ниже температуры насыщения данного давления (в частности, для температур ниже 100°C при $B=760$ мм рт. ст.) берутся по таблицам насыщенного пара по равенствам

$$\gamma_n = \gamma''; \quad p_n = p_s.$$

9.4. ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ. ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЕ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Газовая постоянная влажного воздуха может быть определена по уравнению Клапейрона, если известны γ и T . В этом случае

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

Для атмосферного воздуха, если давление его B выражено в мм рт. ст., имеем:

$$p = \frac{B \cdot 10^4}{735,6} = 13,6 B,$$

откуда

$$R = \frac{13,6 \cdot B}{\gamma T}. \quad (9-10)$$

Здесь B — барометрическое давление, взятое в мм рт. ст.

Газовая постоянная может быть определена и по формуле, выведенной в § 1-5:

$$R = \sum_1^n g_k R_k = g_s R_s + g_n R_n.$$

Здесь

$$g_n = \frac{d}{1+d}; \quad g_s = \frac{1}{1+d}$$

есть относительный весовой состав влажного воздуха.

В книге А. Гинца, «Термодинамические основы поршневых и турбокомпрессоров» приводится вывод формулы для R влажного воздуха в зависимости от φ , p_n и B . Формула имеет вид:

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \varphi \frac{p_n}{B}}. \quad (9-11)$$

На фиг. 9-4 представлен график для определения R по температуре влажного воздуха и различным φ . Барометрическое давление принято равным 1 атм . График заимствован из той же книги.

Из изложенного следует, что R для влажного воздуха при постоянных температуре и давлении, как и для каждой смеси при изменении состава, не является постоянной величиной, а изменяется в зависимости от φ , увеличиваясь вместе с увеличением φ . Так как R и γ согласно формуле (9-10) — величины обратно пропорциональные, то заключаем, что γ с увеличением φ при постоянных температуре и давлении уменьшается.

Теплосодержание влажного воздуха, имеющего влагосодержание d , определяется как сумма теплосодержаний сухого воздуха и водяного пара, причем, так как влагосодержание определяется на 1 кг сухого воздуха, то к такому количеству относится и определенное описанным образом теплосодержание. Таким образом, теплосодержание I влажного воздуха на 1 кг сухого воздуха, или, что то же, теплосодержание I для $(1+d) \text{ кг}$ влажного воздуха, составит:

$$I = i_s + di_n \quad (9-12)$$

или

$$I = i_s + \frac{di_n}{1000}, \quad (9-13)$$

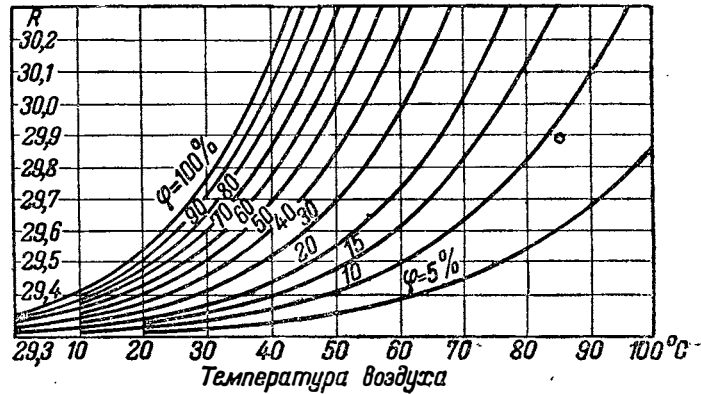
если d берется в г/кг .

Для воздуха имеем:

$$i_s = c_{pm} t.$$

а i_n определяется обычным способом. Очень точно можно i_n определять по эмпирической формуле

$$i_n = 595 + 0,47 t. \quad (9-14)$$



Фиг. 9-4.

При небольших интервалах температур (до 100°C) теплоемкость воздуха может быть принята величиной постоянной:

$$c_{p_s} = 0,242 \text{ ккал/кг град.}$$

Пример 9-6. При барометрическом давлении $B = 745 \text{ мм рт. ст.}$ определить d , если $\varphi = 50\%$, а $t = 80^\circ \text{C}$

По формуле (9-5)

$$d = \frac{\gamma' p_n}{\gamma' p_s}$$

Находим:

$$p_n = \varphi p_n.$$

Здесь по таблицам для $t = 80^\circ \text{C}$ $p_n = 0,4829 \text{ кг/см}^2$, откуда

$$p_n = 0,5 \cdot 0,4829 = 0,2414 \text{ кг/см}^2.$$

По таблицам перегретого пара для $p = 0,2414 \text{ кг/см}^2$ и $t = 80^\circ \text{C}$ находим интерполированием $v = 6,8 \text{ м}^3/\text{кг}$ или

$$\gamma' n = \frac{1}{6,8} = 0,147 \text{ кг/м}^3.$$

Парциальное давление воздуха будет по формуле (9-1)

$$p_s = B - p_n = \frac{745}{735} - 0,2414 = 1,0128 - 0,2414 = 0,7714 \text{ атм.}$$

Отсюда и

$$\gamma' s = \frac{p_s}{RT} = \frac{0,7714 \cdot 10^4}{29,27 \cdot (273 + 80)} = 0,746 \text{ кг/м}^3.$$

Таким образом,

$$d = \frac{0,147}{0,746} = 0,197 \text{ кг/кг} = 197 \text{ г/кг.}$$

Иначе, считая пар идеальным газом, получаем по формуле (9-6):

$$d = 622 \frac{p_n}{B - p_n} = 622 \cdot \frac{0,2414}{0,7714} = 195 \text{ г/кг.}$$

Пример 9-7. При $B = 745$ мм рт. ст., $\varphi = 40\%$ и $t = 80^\circ\text{C}$ определить d , γ , i , R и точку росы. Для $t = 80^\circ\text{C}$ по таблицам насыщенного пара имеем $p_n = p_s = 0,4829$ кг/см² = 355 мм рт. ст.

Отсюда

$$v_n = \varphi p_n = 0,4 \cdot 355 = 142 \text{ мм рт. ст.}$$

Влагосодержание d определится по формуле (9-6):

$$d = 622 \frac{p_n}{B - p_n} = 622 \frac{142}{745 - 142} = 148 \text{ г/кг.}$$

Удельный вес влажного воздуха определим по формуле (9-8):

$$\gamma = \frac{\gamma'_n}{d} (1 + d).$$

Здесь

$$\gamma'_n = \varphi \gamma_n,$$

где γ_n берется по таблицам насыщенного пара и составляет:

$$\gamma_n = 0,2933 \text{ кг/м}^3.$$

Таким образом,

$$\gamma'_n = 0,4 \cdot 0,2933 = 0,117 \text{ кг/м}^3.$$

Отсюда

$$\gamma = \frac{0,117}{0,148} (1 + 0,148) = 0,91 \text{ кг/м}^3.$$

Иначе по формуле (9-9):

$$\gamma = 0,465 \frac{745 - 142}{353} + 0,4 \cdot 0,2933 = 0,91 \text{ кг/м}^3.$$

Теплосодержание $(1+d)$ кг влажного воздуха:

$$I = c_p t + i_n d;$$

$$I = 0,242 \cdot 80 + (595 + 471 t) \cdot 0,148;$$

$$I = 113 \text{ ккал/кг (на 1 кг сухого воздуха).}$$

Газовая постоянная

$$R = \frac{13,6 \cdot B}{\gamma T} = \frac{13,6 \cdot 745}{0,91 \cdot 355} = 31,4 \text{ кгм/кг град.}$$

Иначе, относительный весовой состав влажного воздуха:

$$g_n = \frac{d}{1 + d} = \frac{0,148}{1,148} = 0,129;$$

$$g_o = \frac{1}{1 + d} = \frac{1}{1,148} = 0,871.$$

Отсюда

$$R = R_n g_n + R_{g_o} = 0,129 \cdot 47,1 + 0,871 \cdot 29,27 = 31,4 \text{ кгм/кг град.}$$

9-5. ТАБЛИЦЫ ДЛЯ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

При решении задач, связанных с вычислением значений отдельных параметров влажного воздуха, удобно пользоваться таблицами. Формулы, приведенные в предыдущих параграфах, по большей части рассматривают влажный воздух как смесь идеальных газов. На ряде примеров было показано, что такое допущение вполне возможно.

Однако, решение по формулам требует проведения кропотливых расчетов, в особенности если воздух рассматривается как реальный газ. Расчеты упрощаются при пользовании таблицами. Таблицы составлены с учетом отклонений водяного пара от свойств идеального газа.

Табл. 9-1 служит для вычисления парциального давления водяного пара во влажном воздухе по заданному φ и температуре воздуха; в таблицах оно измерено в кг/м². Барометрическое давление принято равным $B = 745$ мм рт. ст.

ТАБЛИЦА 9-1*

Парциальное давление водяного пара p_n кг/м²
во влажном воздухе
 $B = 745$ мм рт. ст.

°C	φ в %						
	100	80	60	40	20	10	5
1	2	3	4	5	6	7	8
0	62,28	49,81	37,36	24,91	12,46	6,23	3,11
20	238,3	190,8	143,1	95,42	47,72	23,86	11,93
40	752,0	602	451,7	301,3	150,7	75,38	37,69
60	2031	1626	1221	814,8	407,8	204,0	102,0
80	4829	3869	2907	1942	972,6	486,7	243,5
99,4	10128	8127	6115	4089	2051	1027	514,0
100	10128	8126	6113	4087	2050	1026	513,6
120	10128	8121	6105	4080	2045	1024	512,1
140	10128	8117	6099	4074	2041	1021	510,9
160	10128	8114	6095	4070	2038	1020	510,0
180	10128	8112	6092	4066	2036	1018	509,4
200	10128	8110	6089	4063	2034	1017	508,8

Из таблицы видно, что до 100°C (точнее, до $99,4^\circ\text{C}$ — см. далее) при $\varphi = 100\%$, т. е. для случаев, когда влажный воздух представляет собой смесь сухого насыщенного пара и сухого воздуха,

$$p_n = p_n = p_s = f(t),$$

где p_s есть давление насыщения, причем с ростом температуры увеличивается p_s , а вместе с тем и p_n . В предыдущем параграфе мы назвали p_n максимальным давлением при данной температуре воздуха. С ростом температуры p_n будет увеличиваться и получит предельное значение, очевидно, тогда, когда температура воздуха станет равной температуре насыщения при данном барометрическом давлении; в этом случае будет:

$$p_n = p_n = B,$$

* Таблицы этой главы взяты из книги М. Ю. Лурьэ, Сушильное дело, ГОНТИ, 1938 г.; в них учтены новые данные по водяному пару.

и пространство будет заполнено сухим насыщенным паром. При принятом $B=745$ мм рт. ст. предельное парциальное давление пара составляет:

$$p_n = \frac{745}{735,6} = 10\,128 \text{ кг/м}^2.$$

При этом температура насыщения, определяемая интерполированием по таблицам насыщенного пара, составляет:

$$t_n = 99,09 + \frac{(101,76 - 99,09) 0,0128}{0,1} = 99,4^\circ \text{C}.$$

Если при принятом давлении B воздуха повышать его температуру выше температуры насыщения, соответствующей B , то максимально возможное давление водяного пара будет оставаться одинаковым, равным B , в то время, как давление насыщения p_s , соответствующее температуре воздуха, будет расти, и поэтому для температур выше температуры насыщения, при принятом давлении влажного воздуха, — всегда будет

$$p_n < p_s,$$

и в этих случаях рассматриваемое пространство уже заполнено только перегретым паром; при этом, очевидно, $\varphi = 100\%$.

Для других значений φ парциальное давление обнаруживает рост, пока температура не станет равной $99,4^\circ \text{C}$. В дальнейшем этот рост прекращается, и при рассмотрении влажного воздуха как идеального газа p_n должно было бы оставаться постоянным; это вытекает из

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n},$$

где при постоянных p_n и φ постоянным было бы и p_n . Ввиду же отступления от идеального газа

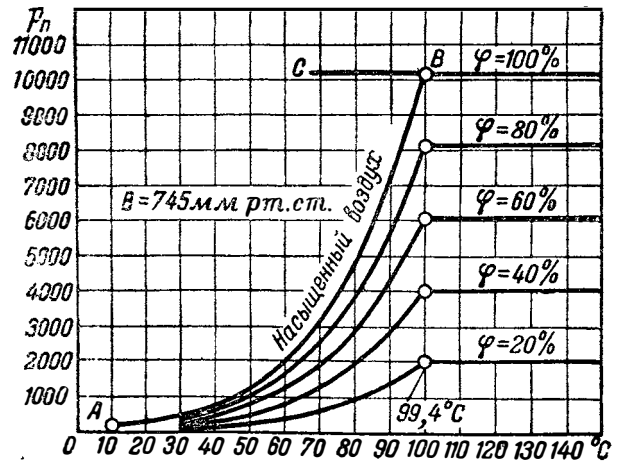
$$\varphi = \frac{\gamma'_n}{\gamma_n} \neq \frac{p_n}{p_n},$$

и поэтому p_n после $99,4^\circ \text{C}$ не остается постоянным, изменяясь, однако, очень незначительно.

Зависимость $p_n = f(\gamma)$ находят при этом из более сложных, чем уравнение Клапейрона, уравнений состояния.

Если изобразить графически (фиг. 9-5) функцию

$$p_n = J(t),$$



Фиг. 9-5.

то получится ряд кривых для различных φ . Кривые дают резкий перелом при

$$t = 99,4^\circ \text{C},$$

которая соответствует температуре насыщения при принятом барометрическом давлении. Из рассмотрения кривых видно, что величина парциального давления пара p_n ограничена с одной стороны кривой $p = f(t)$ для насыщенного пара (кривая AB), с другой стороны — величиной барометрического давления (прямая CB).

Аналогичные соотношения имеем и для удельного веса, что можно видеть по табл. 9-2.

ТАБЛИЦА 9-2

Удельный вес водяного пара γ'_n г/м³ во влажном воздухе

$B=745$ мм рт. ст.

°C	φ в %						
	100	80	60	40	20	10	5
1	2	3	4	5	6	7	8
0	4,846	3,87	2,91	1,94	0,97	0,48	0,24
20	17,29	13,83	10,37	6,92	3,46	1,73	0,86
40	51,14	40,9	30,68	20,45	10,23	5,11	2,56
60	130,2	104,1	78,05	52,04	26,02	13,01	6,50
80	293,3	234,4	175,8	117,2	58,60	29,3	14,65
99,4	586,3	469,0	351,8	234,5	117,3	58,63	29,31
100	585,2	468,2	351,2	234,1	117,1	58,52	29,26
120	553,7	442,9	332,2	221,5	110,7	55,37	27,68
140	525,6	420,5	315,4	210,2	105,1	52,56	26,28
160	500,4	400,3	300,2	200,1	100,1	50,04	25,02
180	477,6	382,0	286,5	191,0	95,51	47,76	23,88
200	456,8	365,5	274,1	182,7	91,36	45,68	22,84

До температуры 99,4°C, т. е. до температуры насыщения, соответствующей принятому барометрическому давлению,

$$\gamma_n = \gamma'' = f(t).$$

Для температур выше 99,4°C

$$\gamma_n < \gamma'',$$

так как в этом случае пар при $\varphi = 100\%$, заполняя все пространство, при

$$p_n = B$$

и

$$t > t_s$$

будет перегретым. Значения его γ должны быть определены уже не по таблицам насыщенного пара, а по таблице перегретого пара (табл. III в конце книги). Эти значения приводятся и в табл. 9-2.

Следующая табл. 9-3 дает объем влажного воздуха на 1 кг сухого воздуха, т. е. она измеряет объем $(1+a)$ кг влажного воздуха при давлении влажного воздуха (принято 745 мм рт. ст.). Таким образом, разделив табличное значение на $(1+a)$, можно получить величину, обратную удельному весу влажного воздуха.

Наконец, последняя табл. 9-4 дает значения теплосодержания и влагосодержания на 1 кг сухого воздуха. Влагосодержание, являясь прямой функцией p_n , растет с последним и при $t = 99,4^\circ\text{C}$ дает резкий перелом, начиная после этого несколько понижаться.

ТАБЛИЦА 9-3

Объем влажного воздуха V м³/кг на 1 кг сухого воздуха

$B = 745$ мм рт. ст.

°C	φ в %					
	100	80	60	40	20	0
1	2	3	4	5	6	7
0	0,7941	0,7932	0,7922	0,7912	0,7902	0,7893
20	0,8675	0,8633	0,8592	0,8551	0,8511	0,8471
40	0,9775	0,9620	0,9471	0,9326	0,9189	0,9049
60	1,204	1,147	1,095	1,047	1,003	0,9627
80	1,9500	1,651	1,431	1,263	1,129	1,021
99,4	∞	5,450	2,717	1,803	1,348	1,077
100	∞	5,455	2,720	1,808	1,352	1,078
120	∞	5,734	2,860	1,902	1,423	1,136
140	∞	6,014	3,002	1,997	1,495	1,194
160	∞	6,296	3,143	2,092	1,567	1,252
180	∞	6,580	3,286	2,188	1,639	1,310
200	∞	6,864	3,429	2,283	1,711	1,367

Пример 9-8. Давление влажного воздуха $p = 2,8$ ата. Определить p_n , если:

1) $t = 120^\circ\text{C}$;

2) $t = 150^\circ\text{C}$ и выше.

Для $p = 2,8$ ата имеем по таблицам насыщенного пара:

$$t_s = 130,5^\circ\text{C}.$$

Поэтому для $t = 120^\circ\text{C}$ по тем же таблицам

$$p_n = p_s = 2,0245 \text{ кг/см}^2.$$

Для всех случаев, когда

$$t > t_s = 130,5^\circ\text{C},$$

будем иметь

$$p_n = 2,8 \text{ ата}.$$

Пример 9-9. Температура влажного воздуха $t = 200^\circ\text{C}$. Барометрическое давление $B = 775$ мм рт. ст. Относительная влажность $\varphi = 70\%$. Определить абсолютную влажность и парциальное давление.

ТАБЛИЦА 9-4

Теплосодержание I и влагосодержание d влажного воздуха на 1 кг содержащегося в нем сухого воздуха $B = 745$ мм рт. ст.

°C	100		80		60		40		20		0	
	I	d	I	d	I	d	I	d	I	d	I	d
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0	2,30	3,85	1,83	3,07	1,37	2,30	0,91	1,53	0,46	0,77	0,00	0,00
20	13,87	15,00	12,02	11,94	10,18	8,91	8,36	5,91	6,57	2,94	4,78	0,00
40	40,30	49,98	33,77	39,35	27,44	29,05	21,30	19,07	15,36	9,40	9,58	0,00
60	112,0	156,6	88,81	119,3	67,68	85,44	48,37	54,48	30,67	26,10	14,38	0,00
80	380,2	571,3	263,9	387,1	178,3	251,6	112,8	148,0	61,07	66,15	19,18	0,00
99,4	∞	∞	1660	2556	635,1	955,6	295,4	423,4	125,3	158,1	23,86	0,00
100	∞	∞	1660	2554	636,2	955,1	295,5	423,2	125,6	158,2	24,00	0,00
120	∞	∞	1680	2540	646,8	950,2	303,1	421,3	131,5	157,6	28,85	0,00
140	∞	∞	1701	2529	658,1	946,5	310,9	419,9	137,5	157,2	33,71	0,00
160	∞	∞	1724	2520	669,9	943,7	318,9	418,8	143,6	156,8	38,59	0,00
180	∞	∞	1748	2514	682,1	941,5	327,1	417,9	149,8	156,5	43,49	0,00
200	∞	∞	1772	2508	694,6	939,7	335,4	417,2	156,0	156,3	48,40	0,00

По таблицам перегретого пара определяем интерполированным для $B = 775$ мм рт. ст. $= 1,05$ ага и $t = 200$ °С

$$\gamma_n = \frac{1}{2,113} = 0,474 \text{ кг/м}^3$$

(так как температура воздуха выше температуры насыщения при данном барометрическом давлении, то γ_n находится по таблицам перегретого пара).

Отсюда

$$\gamma'_n = \varphi \gamma_n = 0,7 \cdot 0,474 = 0,331 \text{ кг/м}^3.$$

Парциальное давление

$$p_n = \varphi p_n = 0,7 \cdot 10\,500 = 7\,350 \text{ кг/см}^2.$$

Пример 9-10. Определить объем влажного воздуха на 1 кг сухого воздуха при $B = 745$ мм рт. ст., $\varphi = 100\%$ и $t = 99,4$ °С.

Объем влажного воздуха при давлении смеси равен объему сухого воздуха при парциальном давлении последнего. При $\varphi = 100\%$ и $t = 99,4$ °С все пространство заполнено паром, поэтому

$$p_a = 0.$$

Отсюда, подставляя это значение в уравнение Клапейрона

$$p_a v'_a = R_a T,$$

получим:

$$v'_a = \frac{R_a T}{p_a} = \infty,$$

что и видно из табл. 9-3.

Пример 9-11. Определить для воздуха предыдущего примера влагосодержание и теплосодержание на 1 кг сухого воздуха.

По формуле (9-6) имеем:

$$d = 622 \frac{p_n}{B - p_n}.$$

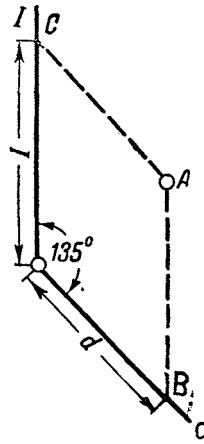
Так как в этом случае $p_n = B$, то $B - p_n = 0$ и $d = \infty$. Отсюда и теплосодержание, определяемое по формуле,

$$I = c_{p_a} t + d i_n \text{ при } d = \infty \text{ и } I = \infty,$$

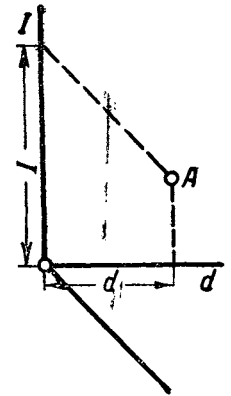
что видно и из табл. 9-4.

9-6. *Id*-ДИАГРАММА ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Определение параметров, характеризующих состояние влажного воздуха, и исследование процессов изменения состояния его, связанных с сушкой, легко производятся при помощи *Id*-диаграммы влажного воздуха, предложенной проф. Л. К. Рамзиным в 1918 г. Построение *Id*-диаграммы сводится к следующему. По оси абсцисс отложено влагосодержание d влажного воздуха в г/кг сухого воздуха, по оси ординат — теплосодержание также на 1 кг сухого воздуха. Ради более удобного расположения отдельных линий на диаграмме координатные оси проведены под углом в 135° (фиг. 9-6). Отсюда для нахождения параметров какой-либо точки, например *A*, нужно



Фиг. 9-6.



Фиг. 9-7.

из нее провести вертикальную линию *AB* параллельно оси ординат; этим определится d , и наклонную линию *AC* параллельно оси абсцисс, этим определится i . Так как часть диаграммы между горизонталью, проходящей через начало координат, и линией абсцисс не представляет интереса, эту часть обычно на выполненных диаграммах не приводят, а значения d с линии абсцисс сносят на упомянутую горизонталь. Получается диаграмма, приведенная на фиг. 9-7.

На диаграмму нанесен ряд линий: $t = \text{const}$; $\varphi = \text{const}$ (фиг. 9-8).

Изотермы. ($t = \text{const}$) влажного воздуха дают зависимость $I = f(d)$ по уравнению

$$I = c_{p_a} t + d i_n.$$

Из диаграммы видно, что изотермы — почти прямые линии.

Линии $\varphi = \text{const}$, представляющие собой зависимости

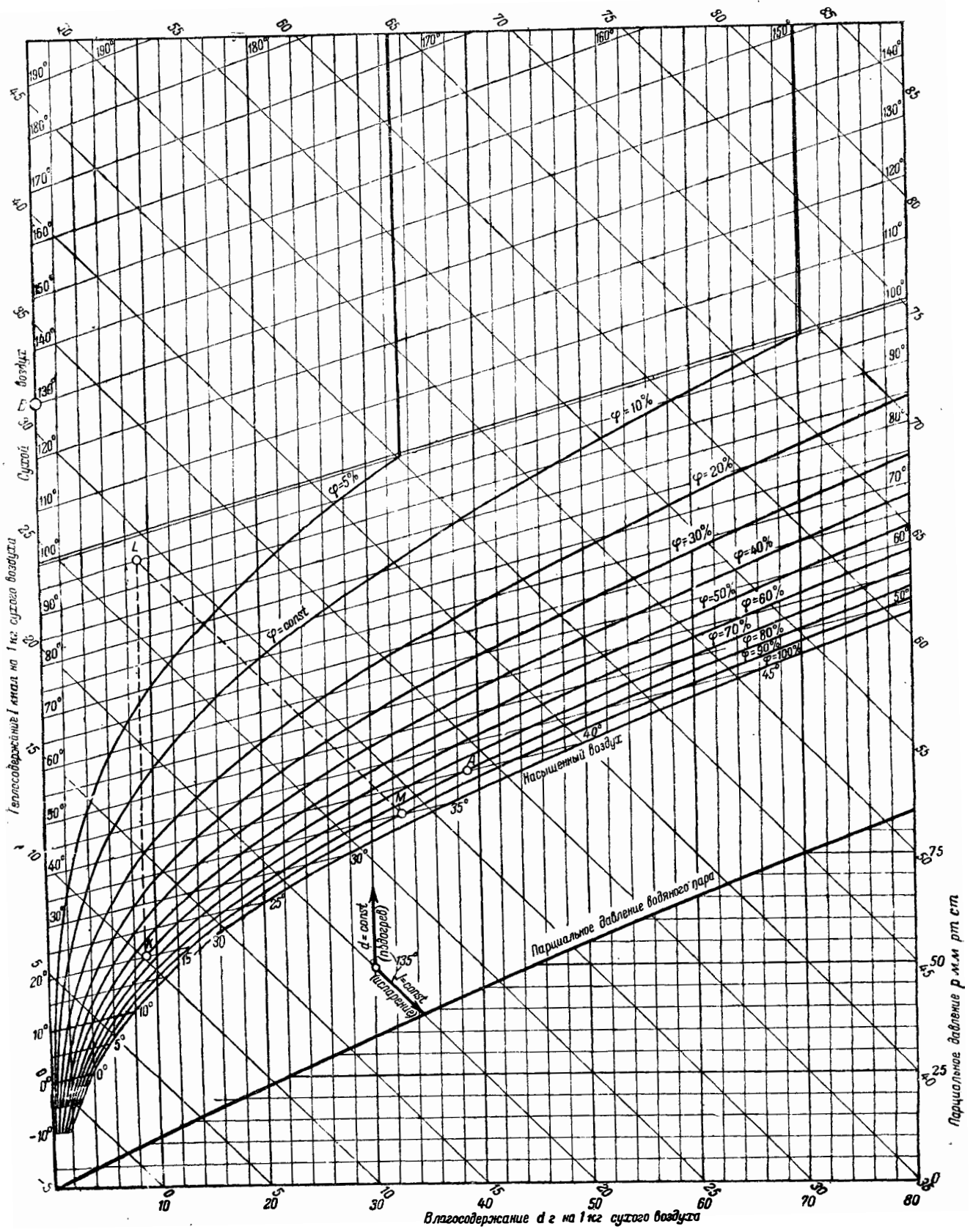
$$d = f(I)$$

или, что то же,

$$d = \varphi(t),$$

имеют тот же вид, что и $p_n = F(t)$, изображенные на фиг. 9-5, ввиду прямой зависимости d от p_n [формула (9-6)].

Id-диаграмма строится для определенного барометрического давления; так, на фиг. 9-8 представлена *Id*-диаграмма для $B = 745$ мм рт. ст.; это барометрическое давление является среднегодовым для центральной полосы СССР; однако, эта диаграмма может быть с достаточной степенью точности использована



Фиг. 9-8.

и при некотором отклонении барометрического давления от принятого значения.

На диаграмме нанесена также близкая к прямой линия

$$p_n = f(d)$$

по уравнению (9-6).

Таким образом, по оси ординат в Id -диаграмме представлен сухой воздух ($\varphi=0$), по линии $\varphi=100\%$ — насыщенный воздух, а вся область над линией $\varphi=100\%$ дает влажный воздух различных значений φ .

По каким-либо двум параметрам влажного воздуха (чаще φ и t) можно определить I и d ; по d находят p_n .

Пользуясь Id -диаграммой, можно найти также и точку росы, т. е. такую температуру, при которой влажный воздух при данном d становится насыщенным. Очевидно, что для этого следует из точки, характеризующей данное состояние воздуха, провести вертикаль ($d=\text{const}$) до пересечения с $\varphi=\text{const}=100\%$, и изотерма, проходящая через эту точку, будет определять температуру точки росы.

Процесс сушки какого-либо тела заключается в испарении влаги, находящейся в нем. Это происходит при помощи горячего воздуха, доставляемого к телу. Приготовление горячего воздуха происходит в так называемом *калорифере*. Этот процесс происходит при $d=\text{const}$. Собственно же процесс сушки есть процесс при $I=\text{const}$ (приблизительно считая, что выпариваемая влага имеет теплосодержание 0). Таким образом, решение задач, связанных с сушкой тел, сводится к рассмотрению двух процессов: $d=\text{const}$ и $I=\text{const}$.

Изменение параметров рабочего тела в этих процессах графически путем легко определяется при помощи Id -диаграммы. В ней линии $d=\text{const}$ идут параллельно оси ординат, линии $I=\text{const}$ — параллельно оси абсцисс. Таким образом, решение задачи сводится к проведению этих двух линий.

Пусть, например, для сушки применяется атмосферный воздух при температуре t_1 и относительной влажности φ_1 . В калорифере он нагревается до температуры t_2 , а из сушилки выходит при температуре t_3 .

В этом случае оба процесса, в калорифере и в сушилке, представляются в диаграмме Id следующим образом (фиг. 9-9). Из точки 1, характеризующей состояние воздуха, поступающего в калорифер (находится пересечением t_1 и φ_1), проводится линия $d=\text{const}$ до пересечения с линией t_2 . Точка 2 харак-

теризует состояние воздуха, выходящего из калорифера и поступающего в сушилку. Из точки 2 проводится линия $I=\text{const}$, характеризующая процесс в сушилке. В пересечении последней с изотермой t_3 находится точка 3, характеризующая состояние воздуха по выходе из сушилки.

По положению точек 1, 2, 3 в диаграмме Id находят все параметры воздуха этих состояний.

Проектируя точки 1 и 3 на линию

$$d = f(p)$$

и затем на ось ординат справа, находят p_{n1} , p_{n3} — парциальные давления в начале и в конце процесса.

Пример 9-12. Для сушки используют воздух при $t_1=20^\circ\text{C}$ и $\varphi_1=60\%$. В калорифере его подогревают до $t_2=95^\circ\text{C}$ и направляют в сушилку, откуда он выходит при $t_3=35^\circ\text{C}$. Вычислить конечное влагосодержание воздуха, расход воздуха и тепла на 1 кг испаренной влаги.

В Id -диаграмме (фиг. 9-8) находим точку K на пересечении линий $t_1=20^\circ\text{C}$ и $\varphi_1=60\%$ и для нее определяем

$$d_1 = 8,9 \text{ г/кг} \text{ и } I_1 = 10,2 \text{ ккал/кг.}$$

Проведя линию $d=\text{const}$, находим в пересечении с $t_2=95^\circ\text{C}$ точку L , которая характеризует состояние воздуха после выхода его из калорифера. Из точки L ведем линию $I=\text{const}$ до пересечения с изотермой $t_3=35^\circ\text{C}$, где находим точку M , характеризующую состояние воздуха по выходе из сушилки. Для точки M находим:

$$d_3 = 32,8 \text{ г/кг} \text{ и } i_3 = 28,5 \text{ ккал/кг.}$$

Таким образом, на 1 кг сухого воздуха изменение влагосодержания составляет:

$$\Delta d = d_3 - d_1 = 32,8 - 8,9 = 23,9 \text{ г/кг.}$$

Для испарения 1 кг влаги, очевидно, потребуется:

$$\frac{1000}{23,9} = 41,8 \text{ кг/кг}$$

сухого воздуха.

Расход тепла в калорифере ($i_2=i_3$) на 1 кг воздуха составляет:

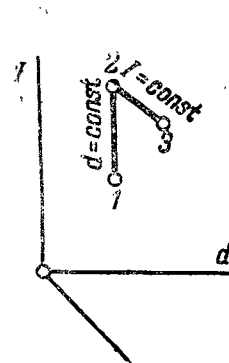
$$\Delta I = I_2 - I_1 = 28,5 - 10,2 = 18,3 \text{ ккал/кг.}$$

Расход тепла на 1 кг испаренной влаги (на 41,8 кг сухого воздуха) составит:

$$q = 18,3 \cdot 41,8 = 765 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 9-13. Для влажного воздуха с $\varphi=80\%$ и $t=40^\circ\text{C}$ найти значения d , I , p_n , t_p .

В пересечении линий $\varphi=80\%$ и $t=40^\circ\text{C}$ находим точку A , характеризующую заданное состояние. Про-



Фиг. 9-9.

ектируя эту точку на ось абсцисс (вертикаль) и на ось ординат (линия под углом 135°), находим:

$$d = 38,8 \text{ г/кг}; I = 33,5 \text{ ккал/кг.}$$

Проектируя точку A на линию $p_n = f(d)$ и затем на ось ординат (справа), находим:

$$p_n = 43 \text{ мм рт. ст.}$$

В пересечении линии $p_n = \text{const}$ с $\varphi = 100\%$ находим:

$$t_p = 35,7^\circ \text{C.}$$

Пример 9-14. Найти по Id -диаграмме теплосодержание сухого воздуха при $t = 130^\circ \text{C}$.

На оси ординат находим точку B , для которой

$$I = 31,3 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 9-15. Найти по Id -диаграмме теплосодержание насыщенного воздуха при $p_n = 75 \text{ мм рт. ст.}$ Для насыщенного воздуха $\varphi = 100\%$; проектируя с оси ординат (справа) точку $p_n = 75 \text{ мм рт. ст.}$ на линию $p_n = f(d)$ и далее на линию $\varphi = 100\%$, находим точку I , для которой

$$I = 54 \text{ ккал/кг и } t = 46^\circ \text{C.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 9-1. Температура воздуха 60°C , парциальное давление пара в нем $p_n = 1000 \text{ кг/м}^2$. Определить состояние пара, воздуха; определить точку росы.

Задача 9-2. Если у влажного воздуха $p_n = 4000 \text{ кг/м}^2$, то при какой температуре воздух будет насыщенным?

Задача 9-3. Температура воздуха $t = 70^\circ \text{C}$. Какое должно быть парциальное давление пара в нем, чтобы воздух был насыщенным?

Задача 9-4. Точка росы $t_p = 20^\circ \text{C}$. Определить парциальное давление сухого воздуха, если $B = 740 \text{ мм рт. ст.}$

Задача 9-5. Давление влажного воздуха $p = 0,8 \text{ ати}$ при $B = 780 \text{ мм рт. ст.}$ Определить v_n при $t = 80^\circ \text{C}$ и $t = 120^\circ \text{C}$.

Задача 9-6. Давление влажного воздуха $p = 0,4 \text{ ати}$ при $B = 760 \text{ мм рт. ст.}$ При какой температуре будет иметь место наибольшее p_n ?

Задача 9-7. Парциальное давление $p_n = 2000 \text{ кг/м}^2$ при $t = 90^\circ \text{C}$. Определить абсолютную и относительную влажность воздуха при $B = 745 \text{ мм рт. ст.}$

Задача 9-8. Давление влажного воздуха $p_n = 1,9 \text{ ати}$ при $B = 760 \text{ мм рт. ст.}$ Парциальное давление пара $p_n = 4000 \text{ кг/м}^2$. Определить абсолютную и относительную влажность воздуха, если $t = 90^\circ \text{C}$ и $t = 200^\circ \text{C}$.

Задача 9-9. Определить максимальное γ_n при $p = 2 \text{ ати}$. Какая при этом будет температура влажного воздуха?

Задача 9-10. Определить γ_n при $p = 2 \text{ ати}$ и 1) $t = 70^\circ \text{C}$ и 2) $t = 180^\circ \text{C}$.

Задача 9-11. Для предыдущей задачи определить φ при $p_n = 2500 \text{ кг/м}^2$.

Задача 9-12. Температура воздуха 60°C ; $\varphi = 50\%$. Определить абсолютную влажность и парциальное давление пара.

Задача 9-13. Температура влажного воздуха 180°C . Барометрическое давление $B = 780 \text{ мм рт. ст.}$; $\varphi = 60\%$. Определить абсолютную влажность и парциальное давление пара. Определить объем влажного воздуха на 1 кг сухого воздуха.

Задача 9-14. Для последних двух задач определить d , γ , i , относительный весовой состав и R .

Задача 9-15. По Id -диаграмме найти p_n , I , d и t_p для воздуха, у которого $\varphi = 60\%$, а $t = 20^\circ \text{C}$.

Задача 9-16. Найти по Id -диаграмме теплосодержание сухого воздуха при $t = 100^\circ \text{C}$.

Задача 9-17. Найти по Id -диаграмме теплосодержание насыщенного воздуха при $p_n = 80 \text{ мм рт. ст.}$

Задача 9-18. Для сушки применяют воздух при $t_1 = 10^\circ \text{C}$ и $\varphi_1 = 50\%$. В калорифере его подогревают до $t_2 = 90^\circ \text{C}$ и направляют в сушильный аппарат, откуда он выходит при $t_3 = 40^\circ \text{C}$. Вычислить конечное влагосодержание воздуха, расход воздуха и тепла на 1 кг испаренной влаги.

Задача 9-19. Для сушки используют воздух при $t_1 = 10^\circ \text{C}$ и $\varphi_1 = 10\%$. В сушилку воздух поступает при $t = 60^\circ \text{C}$ и выходит при $t_3 = 40^\circ \text{C}$. Вычислить расход воздуха и тепла на 1 кг испаренной влаги. Сравнить с результатами предыдущей задачи.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГАЗОВ ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯХ

10-1. СПОСОБЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

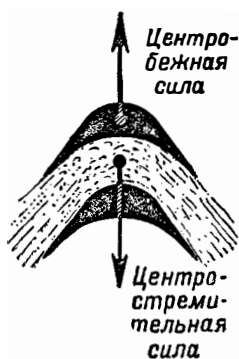
Существует несколько способов, при помощи которых совершается преобразование тепловой энергии в механическую в тепловых двигателях. В зависимости от того, какой из этих способов используется, определяется и тип двигателя.

Первыми были изобретены двигатели поршневого типа; о них уже упоминалось (§ 5-1). В этих двигателях рабочее тело, обладающее потенциальной энергией вследствие предше-

ствующего сжатия и сообщения тепла, расширяется в цилиндре с подвижным поршнем; работа расширения газа (или пара) передается поршню, который совершает возвратно-поступательные движения; при помощи кривошипно-шатунного механизма возвратно-поступательное движение поршня превращается во вращательное движение вала. Таким образом получается механическая энергия, которая тем или иным способом используется в дальнейшем для преодоления полезных сопротивлений. К поршневым двигателям относятся на-

ровые машины и двигатели внутреннего сгорания (см. далее главу одиннадцатую). Для сравнения со следующей категорией двигателей надо отметить, что происходящее в цилиндрах поршневых двигателей движение газа при его расширении незначительно, и поэтому с возникающей при этом кинетической энергией рабочего тела в них не считаются.

В двигателях другой категории процесс получения работы совершается следующим образом. Газ или пар, обладающий запасом потенциальной энергии вследствие предшествующего сжатия и сообщения ему тепла, вытекает из особой насадки (сопла) и при этом расширяется; скорость, а следовательно, и кинетическая энергия его за счет работы расширения сильно увеличиваются; струю вытекающего газа направляют на изогнутые лопатки (фиг. 10-1). Между лопатками пар совершает криволинейное движение; вследствие происходящего при этом изменения направления движения возникает *центробежная сила*, действующая на рабочее тело; по третьему закону Ньютона ей соответствует равная и противоположно направленная *центростремительная сила*, примененная к «связям», каковыми являются лопатки.

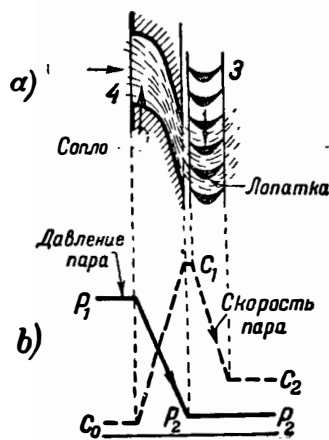
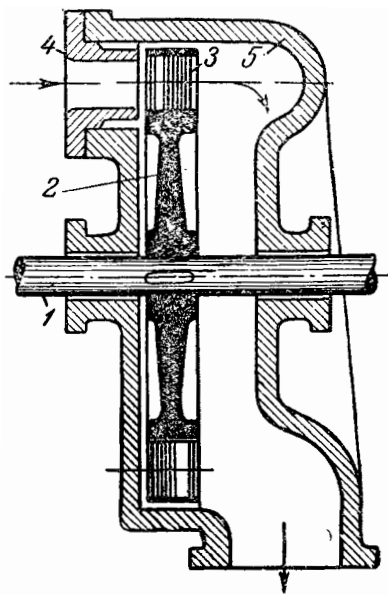


Фиг. 10-11.

Они насажены на диск, жестко укрепленный на валу. Лопатки, а вместе с ними и диск с валом под действием центробежной силы приходят во вращательное движение. Полученная таким образом механическая энергия используется далее для преодоления полезных сопротивлений. Кинетическая энергия газа при этом почти целиком оказывается переданной от газа валу двигателя.

Такие двигатели называются *турбинами*, *газовыми* или *паровыми* в зависимости от рабочего тела, газа или пара, в них работающего. На фиг. 10-2 дана схема паровой турбины простейшего типа. Здесь 1—вал, на который насажен диск 2 с лопатками 3; 5—корпус турбины. Пар поступает через сопло 4, в котором и создается нужная кинетическая энергия.

Под схемой турбины на фиг. 10-2 дана развертка (а) сопла и лопатки, а под ней график (b) изменения давления и скорости в сопле и на лопатках. Отдельно в перспектив-

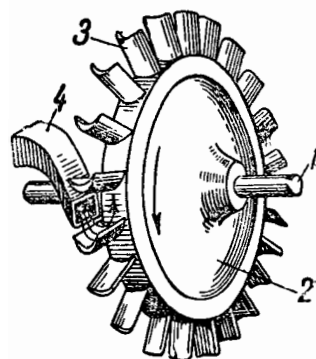


Фиг. 10-2.

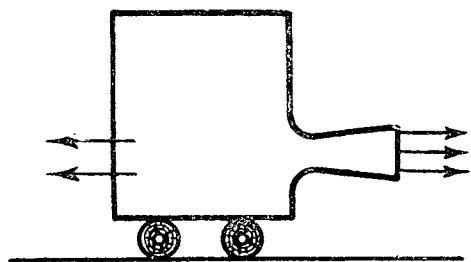
ном виде диск турбины с лопатками и соплом изображен на фиг. 10-3.

На электрических станциях полученная механическая энергия превращается в электрическую. Для этого на одном валу с турбиной устанавливают электрический генератор. Полученный агрегат называется *турбогенератором*.

В последние годы конструкторская



Фиг. 10-3.



Фиг. 10-4.

мысль работает над созданием нового типа двигателя, в котором также используется кинетическая энергия газообразного тела, но без преобразования ее в энергию вращения вала. Это так называемый *реактивный двигатель*, применяемый исключительно для движения аппаратов (самолет, автомобиль, ракета, снаряд). В этом двигателе, как и в предыдущем, рабочее тело, обладающее потенциальной энергией, вытекает из резервуара через сопло и при этом расширяется. При расширении газ вытекает с увеличивающейся от сечения к сечению сопла скоростью; таким образом он обладает ускорением, а следовательно, к нему оказывается приложенная сила. Наличие этой силы вызывает по третьему закону Ньютона появление противодействующей силы, приложенной к резервуару. Она называется *реактивной силой*. Схематически это изображено на фиг. 10-4. Если резервуар надежно укреплен, то газ вытекает, обладая большой кинетической энергией, которая передается окружающей среде. Если же, наоборот, резервуар не закреплен, а поставлен на катки, то под действием реактивной силы он приходит в движение в сторону, противоположную движению газа.

Двигатель, действующий при помощи полученной таким образом реактивной силы, называется *реактивным двигателем*.

На фиг. 10-5 показана схема аппарата, приводимого в движение реактивным двигателем. На этой схеме А—сопло, из которого вытекают газы, получившиеся в результате горения в камере В. Стрелки слева показывают направление действия реактивной силы R и движения аппарата.

Возвращаясь к турбинам, надо отметить, что и в них иногда используют реактивную силу. Лопатки турбин конструируют иногда таким образом, что давление пара, движущегося между ними, остается постоянным. В этом случае никакой другой силы, кроме центробежной, не возникает. Такие турбины назы-



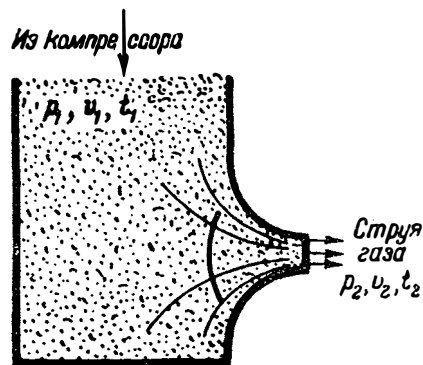
Фиг. 10-5.

вают *активными турбинами*. В других случаях давление пара между лопатками по мере движения пара падает, вследствие этого возникает помимо центробежной и реактивная сила. Такие турбины называют *реактивными турбинами*.

10-2. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ

При изучении изменений состояния идеальных и реальных газов были рассмотрены такие случаи, в которых отсутствовало перемещение газа, как целого, или, как говорят, отсутствовало *видимое движение газа*. Из предыдущего параграфа видно, что работа ряда ответственных агрегатов в теплотехнике (паровые и газовые турбины, а также вентиляторы, турбокомпрессоры, дымососы) связана с движением рабочего тела. Поэтому обратимся теперь к изучению таких изменений состояния газообразного тела, в которых последний меняет свое положение в пространстве. Среди них в первую очередь рассмотрим явление истечения газа из сопла (насадки).

Пусть в резервуаре (фиг. 10-6) с газом имеется отверстие с суживающимся соплом, через которое газ поступает в какую-либо внешнюю по отношению к резервуару среду. В резервуаре поддерживается все время постоянное давление p_1 газа; удельный объем и температура газа в резервуаре пусть будут также постоянными v_1 и t_1 . Движение газа из резервуара в среду может иметь место только в том случае, если давление среды меньше, чем давление газа в резервуаре. Пусть в устье сопла устанавливается постоян-



Фиг. 10-6.

ное давление p_2 , которое предварительно будем считать равным давлению в среде, куда происходит истечение; удельный объем и температура пусть в этой среде будут соответственно v_2 и t_2 .

При истечении за устьем образуется струя газа, движущаяся с некоторой скоростью. Энергия этой струи может быть использована для совершения работы. Если это не предусмотрено, то кинетическая энергия видимого движения газа путем трения вновь переходит в тепловую, которая усваивается окружающей средой.

При движении по соплу газ переходит от параметров p_1, v_1, t_1 к параметрам p_2, v_2, t_2 , следовательно, происходит процесс изменения его состояния; при этом скорость его от одного сечения сопла к другому увеличивается и достигает наибольшего значения в устье сопла. Если пренебречь теплообменом струи газа с внешней средой, то этот процесс изменения состояния можно считать *адиабатическим*.

Всю область движения газа разбиваем по длине на элементарные участки и считаем, что 1) в каждом из них по всему сечению параметры состояния имеют одно и то же значение и такими остаются во все время движения и 2) изменения параметров от сечения к сечению бесконечно малы. При таких допущениях все количество газа при истечении проходит через ряд бесконечно близких состояний. Соблюдение этих условий позволяет считать при отсутствии трения и теплопроводности весь процесс изменения состояний *обратимым*, несмотря на то, что он происходит отнюдь не бесконечно медленно. И, действительно, если вышедший с большой скоростью из суживающегося сопла газ направить в расширяющееся сопло, то в последнем газ будет двигаться с понижающейся скоростью и при соблюдении поставленных выше условий пройдет в обратном порядке через все состояния прямого процесса и вернется к своим первоначальным параметрам. При этом в расширяющемся сопле будет израсходована вся приобретенная ранее кинетическая энергия.

Приняв весь процесс обратимым, к нему можно применить формулы, выведенные в § 3-11 для адиабатического изменения состояния.

Уравнение первого закона термодинамики напишется в этом случае так же, как и для процесса расширения, происходящего при отсутствии видимого движения газа, т. е. по 3-5:

$$dq = du + Ad\omega,$$

где ω — работа расширения газа, которая при отсутствии движения газа целиком шла на преодоление внешних сил. Эта работа расширения определяется по формуле

$$d\omega = pdv,$$

так что

$$dq = du + Ad\omega. \quad (10-1)$$

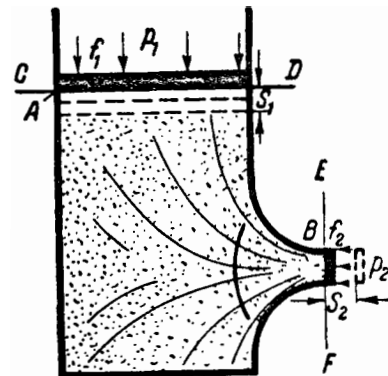
Неправильно было бы полагать, что в случае истечения работа расширения газа от объема v_1 до объема v_2 становится качественно иной, чем в других условиях. Однако, в отличие от случая расширения без видимого движения работа внешних сил здесь иная, и, кроме того, в этом случае приходится учитывать и кинетическую энергию видимого движения газа.

Если обозначить работу газа против внешних сил ω' , а изменение энергии видимого движения через ω'' , то сумма этих величин должна равняться работе ω расширения газа, т. е.

$$\omega = \omega' + \omega''. \quad (a)$$

(Как будет впоследствии показано, величина ω' отрицательная, т. е. работа внешних сил здесь вместе с работой расширения идет на создание кинетической энергии видимого движения, так что $\omega'' > \omega$.)

Для вычисления работы внешних сил изолируем рассматриваемый 1 кг вытекающего газа, отбросив столб газа перед ним и среду, куда он вытекает; заменим, как это всегда делается, отброшенные части силами, которые и будут изучаемыми внешними силами. Для этого представим себе, что вместе с газом в резервуаре движется невесомый поршень A (фиг. 10-7), а при истечении из устья — поршень B . Вводятся эти поршни для того, чтобы к ним можно было приложить внешние силы.



Фиг. 10-7.

К поршню A , таким образом, будет приложена сила давления p_1 , к поршню B — сила давления p_2 . Определим работу газа против внешних сил. Пусть при истечении поршень A пройдет путь s_1 , в то время как поршень B проходит путь s_2 . При этом сечение поршня A пусть будет f_1 , а поршня B — f_2 . Отсюда работа, которую газ совершает против внешней силы p_2 , составляет:

$$p_2 f_2 s_2.$$

С другой стороны, внешняя сила p_1 совершает над газом работу $p_1 f_1 s_1$. Отсюда результирующая работа газа против внешних сил составит:

$$p_2 f_2 s_2 - p_1 f_1 s_1.$$

Для 1 кг вытекающего газа

$$\begin{aligned} f_2 s_2 &= v_2; \\ f_1 s_1 &= v_1, \end{aligned}$$

отсюда

$$w' = p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Полученная разность есть изменение произведения $p v$, которое можно обозначить $\Delta p v$; тогда

$$w' = p_2 v_2 - p_1 v_1 = \Delta p v. \quad (b)$$

Определим знак полученной разности $p_2 v_2 - p_1 v_1$. Так как расширение газа происходит по адиабате, то

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

Это равенство можно представить в виде:

$$p_1 v_1 v_1^{k-1} = p_2 v_2 v_2^{k-1},$$

откуда

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

Так как $v_2 > v_1$, то

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} > 1$$

и

$$p_1 v_1 > p_2 v_2,$$

т. е. работа внешних сил при истечении газа — величина отрицательная, т. е.

$$w' < 0,$$

откуда по уравнению (a)

$$w'' > w,$$

т. е. изменение кинетической энергии газа при истечении больше работы расширения,

что, как видно из предыдущего, является следствием работы внешних сил.

Рассмотрим теперь процесс не от начала до конца, а в какой-либо промежуточной стадии; пусть это будет бесконечно малый процесс, отнесенный к какому-либо элементарному сечению; тогда по аналогии с уравнением (b) можно написать, как для бесконечно малого изменения,

$$d w' = d(p v). \quad (c)$$

Определим теперь w'' — изменение кинетической энергии видимого движения. Пусть c_1 — скорость газа в резервуаре, c_2 — в устье сопла; тогда начальная кинетическая энергия газа $\frac{m c_1^2}{2}$, а конечная $\frac{m c_2^2}{2}$, где m — масса 1 кг газа. Таким образом изменение кинетической энергии составляет:

$$\frac{m c_2^2}{2} - \frac{m c_1^2}{2}.$$

Если рассматривается истечение 1 кг газа, то масса его

$$m = \frac{1}{g}$$

и тогда

$$w'' = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}. \quad (d)$$

Подставляя в уравнение (a) полученное значения, имеем для конечного изменения состояния:

$$w = p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \quad (e)$$

и для бесконечно малого:

$$d w = d(p v) + d \frac{c^2}{2g}. \quad (f)$$

Найденное значение работы расширения подставим в уравнение первого закона термодинамики; тогда это уравнение для конечного изменения состояния при истечении примет вид:

$$q = \Delta u + A p_2 v_2 - A p_1 v_1 + A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \quad (g)$$

и для бесконечно малого:

$$d q = d u + A d(p v) + A \frac{d c^2}{2g}. \quad (h)$$

Определение кинетической энергии при истечении. Из выражения (i) следует:

$$d \frac{c^2}{2g} = dw - d(pv).$$

Подставляя значение dw и дифференцируя второй член, находим:

$$d \frac{c^2}{2g} = p dv - p dv - v dp,$$

$$\frac{dc^2}{2g} = -v dp$$

или, интегрируя в пределах для c между c_1 и c_2 и для p соответственно между p_1 и p_2 , находим:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (i)$$

Принимая по малости, как это часто делают, $c_1 = 0$ и обозначая $c_2 = c$, находим:

$$\frac{c^2}{2g} = \int_{p_2}^{p_1} v dp; \quad (k)$$

полученный в правой части интеграл часто называют *внешней потенциальной энергией* или просто *потенциальной энергией газа*, также — *работоспособностью газа*, также — *энергией давления*.

Рассматривая данный случай истечения газа как обратимый, мы пренебрегли трением. Кроме того, мы не считались с неравномерностью поля силы тяжести, которая проявляется при наличии больших вертикальных разностей в положении трубы, по которой движется газ.

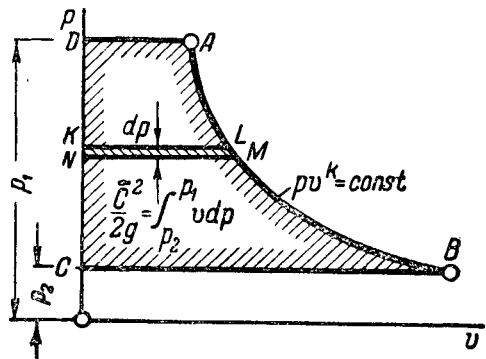
Как видно из (k), в этом случае кинетическая энергия струи, которую часто в отличие от кинетической энергии молекулы называют *внешней кинетической энергией*, создается за счет внешней потенциальной энергии (энергии давления).

Если в p - v -диаграмме изменение состояния газа при истечении его изобразить (фиг. 10-8) кривой AB , то величина элементарной площади $KL MNK$, соответствующей изменению давления dp , составит:

$$dF = v dp, \quad (l)$$

а вся площадь $ABCD$:

$$F = \int_{p_2}^{p_1} v dp.$$



Фиг. 10-8.

При сравнении (l) и (k) получаем:

$$\frac{c^2}{2g} = F, \quad (m)$$

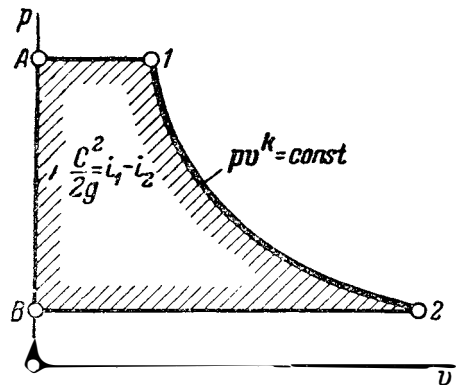
т. е.

в p - v -диаграмме площадь фигуры, ограниченная кривой процесса, осью ординат и крайними абсциссами, измеряет при адиабатическом истечении кинетическую энергию струи вытекающего газа,

а принимая во внимание уравнение (k), устанавливаем, что эта же площадь для нашего случая измеряет и потенциальную энергию газа (или его работоспособность).

Определение скорости газа при адиабатическом истечении. Как было уже сказано, если исходить из того, что на коротком участке сопла, через которое происходит истечение, нет теплообмена с внешней средой, то истечение будет адиабатическим, и кривая 1-2 (фиг. 10-9), представляющая собой изменение состояния газа при истечении, будет *адиабатой*. Для определения скорости адиабатического истечения надо проинтегрировать выражение (k), приняв зависимость для адиабаты

$$p_1 v_1^k = p v^k.$$



Фиг. 10-9.

Отсюда

$$v = v_1 \left(\frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{k}}.$$

Подставляя в формулу (к), получаем:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = v_1 p_1 \int_p^{p_1} p^{-\frac{1}{k}} dp.$$

После интегрирования находим:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (п)$$

Формула (п) еще раз обнаруживает, что кинетическая энергия газа при истечении больше работы расширения. Действительно, формулу (п) можно представить в виде:

$$\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = k\omega,$$

где на основании формулы (3-57)

$$\omega = \frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

есть работа расширения газа в адиабатическом процессе, а $k > 1$.

Из выражения (п) определяется скорость истечения

$$c_2 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + c_1^2}. \quad (10-2)$$

Если по малости пренебречь начальной скоростью газа, положив $c_1 = 0$, и принять $c_2 = c$, то

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (10-3)$$

Заменяя в этой формуле для идеального газа

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

получаем:

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (10-4)$$

откуда можно заключить, что скорость истечения при одинаковых $\frac{p_2}{p_1}$ зависит от начальной температуры газа.

Вычисление скорости истечения можно также произвести, используя уравнение первого закона термодинамики в форме (г) или (h). Если истечение происходит адиабатически, то

$$q = 0$$

и

$$A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = (u_1 + A p_1 v_1) - (u_2 + A p_2 v_2)$$

или

$$A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = i_1 - i_2.$$

Для бесконечно малого изменения состояния получается:

$$A d \frac{c^2}{2g} = -d(u + A p v)$$

или

$$A d \frac{c^2}{2g} = -di,$$

откуда

$$A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = i_1 - i_2.$$

Принимая попережнему $c_1 = 0$, а $c_2 = c$, получаем:

$$A \frac{c^2}{2g} = i_1 - i_2, \quad (10-5)$$

т. е.

кинетическая энергия газа, вытекающего из насадки, определяется разностью энтальпий начального и конечного состояний газа при обратимом его адиабатическом расширении.

Если изобразить этот процесс в $p v$ -диаграмме (фиг. 10-9), то $(i_1 - i_2)$ на основании формулы (10-5) измеряется площадью $A-1-2-B-A$. Разность $(i_1 - i_2)$ обозначают часто h_0 и называют *располагаемым теплопадением*. Очевидно, что располагаемым теплопадением измеряется работоспособность газа.

Из уравнения (10-5) имеем:

$$c = \sqrt{2g \frac{i_1 - i_2}{A}}$$

или

$$c = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}, \quad (10-6)$$

$$c = 91,53 \sqrt{h_0}. \quad (10-7)$$

Здесь h_0 измерено в ккал/кг , а c в м/сек .

Значения i_1, i_2 для идеального газа определяют обычным образом по формуле

$$i = c_{pm} T$$

или

$$i = c_{pm} t.$$

(Приложение выведенных формул к водяному пару см. далее в § 10-5.)

Определение секундного расхода газа при истечении. Объем газа, вытекающего в одну секунду, составляет:

$$V = fc, \quad (o)$$

где f — выходное сечение сопла;
 c — скорость истечения.

Заменяя в формуле (o)

$$V = Gv_2,$$

получаем:

$$Gv_2 = fc, \quad (10-8)$$

откуда

$$G = \frac{fc}{v_2}. \quad (p)$$

При адиабатическом истечении

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

откуда

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

Подставляя в формулу (p) значения для $\frac{1}{v_2}$ и c , получаем:

$$G = f \cdot \frac{1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

и после соответствующих алгебраических преобразований

$$G = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (10-9)$$

10-3. МАКСИМАЛЬНЫЙ РАСХОД ГАЗА И КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ

Рассмотрим, как изменяется расход G газа через сопло, если начальное давление p_1 остается одинаковым, а p_2 принимает различные значения, оставаясь постоянным за время процесса истечения. Для рассмотрения этого вопроса построим диаграмму, в которой по оси абсцисс будем откладывать отношение $\frac{p_2}{p_1}$, а по оси ординат G . Если принять $p_2 = p_1$, то из формулы (10-9) получаем $G=0$,

т. е. в том случае, когда давление в среде, куда должно происходить истечение, равно давлению в резервуаре, никакого истечения не будет. Если принять $p_2=0$, то $\frac{p_2}{p_1}=0$ и в этом случае формула (10-9) дает $G=0$, т. е. получается, что при истечении в среду, где имеется полный вакуум, расход газа будет равным 0.

При подстановке в уравнение (10-9) для $\frac{p_2}{p_1}$ промежуточных значений между 0 и 1, получаем диаграмму расхода газа, представленную на фиг. 10-10. Последняя показывает, что при уменьшении p_2 , а вместе с тем и отношения $\frac{p_2}{p_1}$ расход газа сначала увеличивается и при значении $\frac{p_2}{p_1}$, несколько большем половины, достигает своего максимума, после чего начинает падать, принимая при $\frac{p_2}{p_1}=0$ значение нуля.

То, что получается такой, на первый взгляд, странный результат, объясняется характером изменения удельного объема газа в адиабатическом процессе; удельный объем газа в устье сопла зависит от конечного давления p_2 или при заданном p_1 от величины отношения $\frac{p_2}{p_1}$ и определяется из уравнения адиабаты

$$p v^k = \text{const.}$$

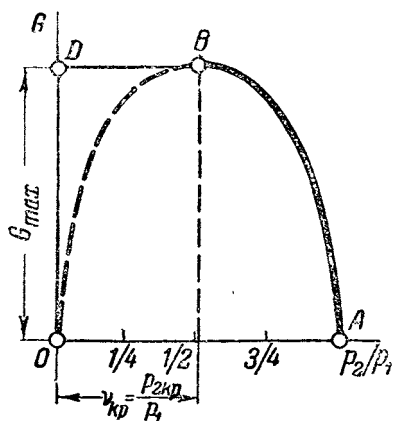
Из фиг. 10-11 видно, что по мере понижения давления p_2 вначале удельный объем растет медленно, а при дальнейшем понижении — гораздо быстрее. Что же касается скорости, то последняя, определенная по формуле (10-3), все время должна возрастать, начиная от нуля (фиг. 10-12), и достигает при $p_2=0$ предельного значения

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1}.$$

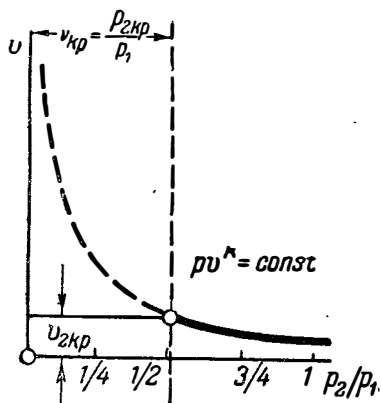
Если теперь для каждого значения $\frac{p_2}{p_1}$ подставлять в формулу расхода (10-8)

$$G = \frac{fc}{v_2}$$

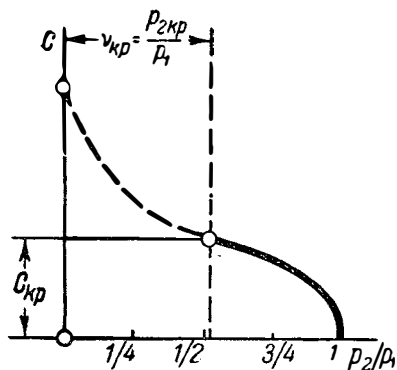
значения c и v_2 , то так как в первой части при больших p_2 скорость c растет быстрее, чем v_2 , расход вначале увеличивается. Во



Фиг. 10-10.



Фиг. 10-11.



Фиг. 10-12.

второй части при дальнейшем снижении давления p_2 удельный объем растет значительно быстрее и рост скорости не покрывает роста v_2 , вследствие чего уменьшается и G . Для $p_2 \rightarrow 0$ из уравнения адиабаты следует, что $v_2 \rightarrow \infty$, откуда по формуле (10-8) и $G \rightarrow 0$.

Изложенное объясняет теоретический ход кривой (фиг. 10-10) расхода газа, изображающей уравнение (10-9).

Однако, в действительности изменение расхода G при изменении $\frac{p_2}{p_1}$ иное.

Опыт показывает, что расход газа в первой половине диаграммы (фиг. 10-5) совпадает с получаемым по уравнению (10-9), т. е. поднимается по части кривой AB ; при дальнейшем понижении давления среды расход газа не увеличивается и не уменьшается, а остается все время равным своему максимуму, т. е. кривая AB продолжается по линии BD , параллельной оси абсцисс. Таким образом, формула (10-9) соответствует опыту в правой половине диаграммы (фиг. 10-10), т. е. до тех пор, пока отношение $\frac{p_2}{p_1}$ больше некоторого

определенного значения; это последнее, при котором расход газа становится *максимальным*, называется *критическим* и обозначается $v_{кр}$; давление p_2 , соответствующее ему, и скорость газа при $v_{кр}$ называются соответственно *критическим давлением* и *критической скоростью*.

Объясняется это явление таким образом. В правой части кривой, т. е. при снижении давления от p_1 до $p_{2кр}$, давление p_2 в среде, куда происходит истечение, создает равное ему давление в устье сопла; а именно: понижение давления в среде вызывает понижение давления в устье, и расход возрастет. Однако, так продолжается до тех пор, пока давление в устье не примет некоторого вполне определенного для данного случая значения $p_{2кр}$.

При понижении давления p_2 среды ниже $p_{2кр}$ не происходит понижения давления в устье, и последнее остается равным $p_{2кр}$.

Это и является причиной постоянства расхода при дальнейшем понижении давления среды. Таким образом, формулу (10-9) можно считать правильной и для *левой* половины, если понимать в ней под p_2 *давление в устье сопла*.

Физическое объяснение невозможности, начиная от определенного момента, дальнейшего понижения давления в устье и образования вследствие этого критической скорости лежит в характере распространения изменений давления в газовой среде. Как известно, всякое изменение давления, произведенное в какой-либо точке *неподвижной* газовой среды, рас-

пространяется в ней не мгновенно, а с некоторой конечной скоростью, равной скорости распространения звука в данной среде, так как звук есть не что иное, как чередование положительных и отрицательных изменений давления.

Таким образом скорость звука в данной среде есть скорость распространения изменений давления в данной среде.

Рассмотрим с этой точки зрения явление истечения газа.

Так как распространение изменений давления происходит в *движущейся* среде (т. е. в вытекающем из сопла газе), то надо различать абсолютную скорость распространения волны пониженного давления и относительную скорость.

Если в среде, куда происходит истечение газа, понизить давление до некоторого значения p_2 , то волна пониженного давления в вытекающей среде будет распространяться с относительной скоростью, равной скорости звука в этой среде, но абсолютная скорость волны пониженного давления относительно неподвижного сопла будет равна разности скорости звука и скорости движения среды (истечения). При уменьшении p_2 , эта разность будет становиться все меньше и меньше, так как скорость среды (истечения) будет увеличиваться. Когда давление в среде станет таким, что скорость истечения делается равной скорости звука, эта разность будет равна нулю; при этом в устье сопла установится давление среды; это давление и будет критическим давлением $p_{2\text{кр}}$.

Если понижать в среде давление дальше, ниже критического, то, распространяясь в среде со скоростью звука, волна пониженного давления подойти к устью не сможет, так как в последнем будет газ, вытекающий также со скоростью звука; давление его будет $p_{2\text{кр}}$. Т. е. большее, чем в среде. Выходящая из сопла струя, попадая в среду с меньшим давлением, будет расширяться уже в самой среде.

Таким образом, посредством понижения давления в среде ниже критического нельзя добиться такого же понижения давления в устье суживающегося сопла, а значит, нельзя получить скоростей выше скорости звука. Если бы это удалось, то скорость увеличивалась бы по пунктирной кривой фиг. 10-12 соответственно формуле (10-4), а расход газа уменьшался бы по кривой *OB* фиг. 10-10.

Определим $\frac{p_{2\text{кр}}}{p_1} = v_{\text{кр}}$, т. е. то значение

$\frac{p_{2\text{кр}}}{p_1}$, при котором расход газа становится максимальным.

Рассмотрение формулы (10-9) показывает, что G будет иметь максимум, когда выражение под корнем

$$v = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \quad (г)$$

будет иметь наибольшее значение.

Вводим обозначение:

$$\frac{p_2}{p_1} = x.$$

Тогда

$$y = x^{\frac{2}{k}} - x^{\frac{k+1}{k}}.$$

Находим значение x , при котором y принимает наибольшее значение. Для этого находим $\frac{dy}{dx}$ и значение для x , обращающее $\frac{dy}{dx}$ в нуль:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2}{k} x^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} x^{\frac{1}{k}}.$$

Решаем уравнение

$$\frac{2}{k} x^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} x^{\frac{1}{k}} = 0,$$

для чего делим все члены уравнения на

$\frac{k+1}{k} x^{\frac{2-k}{k}}$ и получаем:

$$\frac{2}{k+1} = x^{\frac{k-1}{k}},$$

откуда

$$x = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Таким образом

$$v_{\text{кр}} = \frac{p_{2\text{кр}}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$$

обращает выражение (г) и формулу (10-9) в максимум. Подставляя это значение в формулы (10-3) и (10-9), получаем после алгебраических преобразований:

$$c_{\text{кр}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1}; \quad (10-10)$$

$$G_{\text{макс}} = f \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}}; \quad (10-11)$$

При пользовании же формулой (10-6)

$$c_{кр} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_{2кр}} \quad (10-12)$$

Здесь для идеального газа

$$i_{2кр} = c_{рп} T_{кр} \quad (10-13)$$

Критическая температура же определится из уравнения

$$T_1^k p_1^{1-k} = T_{2кр}^k p_{2кр}^{1-k}$$

Рассматривая значение $v_{кр}$, можно установить, что максимальный расход G_{max} газа зависит от $k = \frac{c_p}{c_v}$, т. е. от атомности газа.

Для двухатомных газов можно принять $k=1,4$, тогда

$$v_{кр} = 0,528.$$

Подставляя в формулы (10-10) и (10-11) значения

$$k=1,4 \text{ и } g=9,81 \text{ м/сек}^2,$$

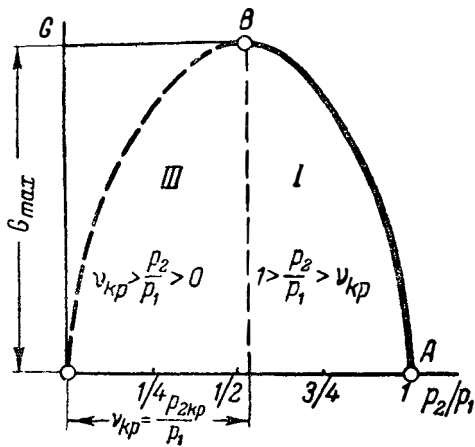
получаем для двухатомных газов:

$$c_{кр} = 3,38 \sqrt{RT_1}; \quad (10-14)$$

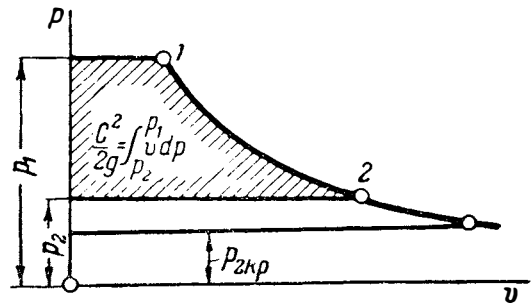
$$G_{max} = 2,14 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}, \quad (10-15)$$

где p_1 взято в кг/м², а v_1 в м³/кг.

Таким образом, при истечении газа следует различать три случая: первый, когда $1 > \frac{p_2}{p_1} > v_{кр}$. В этом случае (фиг. 10-13) скорость истечения газа и его секундный расход зависят от $\frac{p_2}{p_1}$ и определяются по фор-



Фиг. 10-13.



Фиг. 10-14.

мулам (10-3) или (10-6) и (10-9). Весь перепад давления от p_1 до p_2 в этом случае используется на увеличение кинетической энергии газа, и в $p-v$ -диаграмме последняя измеряется площадью, ограниченной кривой процесса, осью ординат и крайними абсциссами (фиг. 10-14).

Второй случай, когда

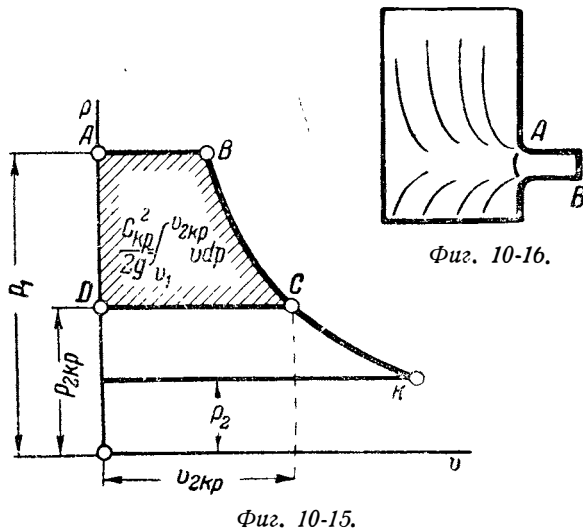
$$\frac{p_2}{p_1} = v_{кр}$$

В этих условиях секундный расход достигает максимального значения. Давление p_2 при этом есть критическое давление, а скорость — критическая скорость; c и G определяются в этом случае по формулам (10-10) или (10-12) и (10-11), а в частности, для двухатомных газов по формулам (10-14) и (10-15).

Третьему случаю соответствует такое истечение газа, при котором $v_{кр} > \frac{p_2}{p_1} > 0$. В этом случае секундный расход, достигнув своего максимума при

$$\frac{p_{2кр}}{p_1} = v_{кр},$$

в дальнейшем увеличиваться не будет; $c_{кр}$ определяется по формулам (10-10) или (10-12), а для двухатомных газов по формуле (10-14); секундный расход — по формуле (10-11) или для двухатомных газов — по формуле (10-15). Таким образом, для получения кинетической энергии газа здесь используется не весь перепад давления от p_1 до p_2 , а только от p_1 до $p_{2кр}$. В диаграмме $p-v$ работа, пошедшая на увеличение кинетической энергии газа, изобразится, как указано на фиг. 10-15, площадью $ABCD$. Перепад давления от $p_{2кр}$ до p_2 остается неиспользованным для увеличения кинетической энергии газа.



Фиг. 10-16.

10-4. СОПЛО (НАСАДКА) ЛАВАЛЯ

Формула расхода пара (10-9) дает возможность показать, что при истечении газообразного тела сопло не должно быть все время суживающимся, если мы имеем большой перепад давления и хотим его целиком использовать для повышения скорости газа.

Пусть через сопло проходит постоянное количество G газа. Тогда

$$f = \frac{Gv_2}{c}, \tag{10-16}$$

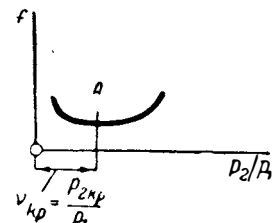
а по формуле (10-9)

$$f = \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}}, \tag{10-17}$$

здесь p_2 — давление в устье. Эту формулу можно использовать для исследования формы сечения сопла. Если каждое сечение последовательно принимать за конечное, то давление в нем можно считать за давление в устье, обозначенное в формуле (10-17) через p_2 . Задавая постоянным G , можно для каждого p_2 из этой формулы получить соответствующее f и построить таким образом кривую изменения площади сечения в зависимости от изменения давления по длине сопла. Такая кривая изображена на фиг. 10-17. Вначале кривая показывает уменьшение площади сечения сопла по длине. Объясняется это тем, что скорость растет быстрее, чем удельный объем; фиг. 10-18 показывает, что при адиабатическом расширении объем газа растет вначале медленно, и вследствие этого f по формуле (10-17) убывает. Так продолжается до тех пор, пока мы не дойдем до сечения в котором

$$\frac{p_2}{p_1} = v_{кр},$$

что соответствует по фиг. 10-17 сечению A .



Фиг. 10-17.

Сделанные до сих пор выводы относились к суживающемуся сечению сопла. Однако, их можно распространить на цилиндрическое сопло (фиг. 10-16). Последнее можно свести к суживающемуся, если считать начало цилиндрической части A за сечение в устье; сужение же образуется всегда благодаря скругленную профиля.

Покажем, что критическая скорость есть действительно скорость распространения звука в данной среде. Как известно из физики, последняя определяется формулой

$$c_{зв} = \sqrt{gkp\nu}.$$

Отсюда скорость распространения изменений давления в среде, куда происходит истечение, равная критической скорости, должна быть

$$c_{кр} = \sqrt{gkp_{2кр}v_{2кр}}.$$

Эта скорость должна равняться $c_{кр}$, определяемой формулой (10-10). И, действительно, подставив в последнюю вместо p_1 его значение из $v_{кр}$, а вместо v_1 его значение из уравнения адиабаты, т. е.

$$p_1 = p_{2кр} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

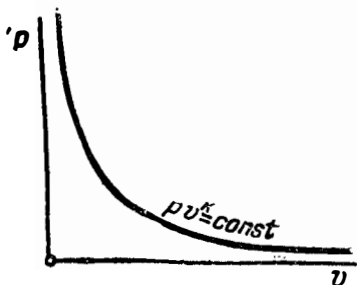
и

$$v_1 = v_{2кр} \left(\frac{p_{2кр}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = v_{2кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

получим:

$$c_{кр} = \sqrt{gkp_{2кр}v_{2кр}},$$

т. е. равную скорости звука в среде, куда происходит истечение.



Фиг. 10-18.

В этом сечении, как было уже сказано, устанавливается критическое давление, а скорость принимает значение скорости звука в данной среде. Если продолжить построение кривой дальше по формуле (10-17), то площадь сечения будет увеличиваться, а вместе с ней для этих сечений будет расти и значение скорости газа по формуле (10-3). Так как в этой части удельный объем газа растет быстрее, чем в первой, и перекрывает рост скорости, то f в формуле (10-17) будет возрастать. Это показывает, что скорость газа выше скорости звука можно получить, придав соплу соответствующий профиль, а именно, расширив его за минимальным сечением. При соединении расширяющейся части к суживающейся предоставляет газу возможность дальнейшего расширения, если при этом соответственно понижать давление в среде, куда происходит истечение. В этой расширяющейся части и происходит требующееся для увеличения скорости падение давления ниже критического. Таким образом расширяющаяся часть создает те условия для получения сверхзвуковых скоростей, которые не могут быть созданы одним понижением давления в среде, куда происходит истечение.

Такое сопло предложил шведский инженер Лаваль. Оно имеет вид, изображенный на фиг. 10-19, и носит его имя. При определенной длине сопла в выходном сечении создаются пониженное в сравнении с критическим давление и соответствующая ему скорость; последняя определяется в этом случае по формулам (10-3) и (10-4). Весовой расход газа определяется попрежнему формулой (10-9), в которой вместо f следует подставить минимальное сечение сопла.

Пример 10-1. Определить скорость истечения азота и секундный расход, если $p_1=70$ ата; $p_2=45$ ата, $t_1=50^\circ\text{C}$, $f=10$ мм².

Определяем, к какой половине диаграммы (фиг. 10-13) относится данный случай истечения. Так как

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{45}{70} = 0,64 > v_{кр} = 0,528,$$

то он относится к правой половине. В этом случае по формуле (10-3)

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

Из уравнения Клапейрона определяем:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{30,3(273 + 50)}{70 \cdot 10^4} = 0,0140 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Тогда

$$c = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,4}{0,4} \cdot 10^4 \cdot 0,014 \left[1 - \left(\frac{45}{70} \right)^{0,276} \right]};$$

$$c = 278 \text{ м/сек}.$$

Секундный расход определится по формуле (10-9)

$$G = 0,00001 \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,4}{0,4} \cdot \frac{10^4 \cdot 70}{0,014} \left[\left(\frac{45}{70} \right)^{\frac{2}{1,4}} - \left(\frac{45}{70} \right)^{\frac{2,4}{1,4}} \right]};$$

$$G = 0,148 \text{ кг/сек}.$$

Пример 10-2. Воздух вытекает из резервуара, в котором поддерживается давление $p_1=80$ ата, в среду с давлением $p_2=1$ ата. Начальная температура $t_1=15^\circ\text{C}$. Определить скорость истечения, расход в секунду при $f=20$ мм².

Определяем, к какой половине диаграммы (фиг. 10-13) относится данный случай истечения. Так как

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{80} = 0,012 < v_{кр} = 0,528,$$

то он относится к левой половине диаграммы. Определяем критическое давление в устье сопла; для двухатомных газов

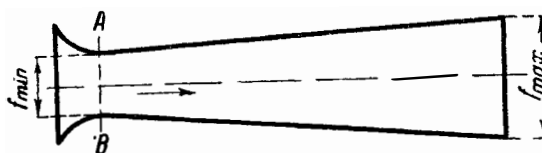
$$\frac{p_{2кр}}{p_1} = 0,528,$$

откуда

$$p_{2кр} = 0,528 \cdot 80 = 42,2 \text{ ата}.$$

Критическая скорость по формуле (10-14)

$$c_{кр} = 3,38 \sqrt{RT_1} = 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 288} = 310 \text{ м/сек}.$$



Фиг. 10-19.

Иначе

$$c_{кр} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_{2кр}}$$

Определяем $T_{кр}$:

$$T_{кр} = T_1 \left(\frac{p_{2кр}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

$$T_{2кр} = 288 \cdot \left(\frac{42,2}{80} \right)^{0,286} = 240^\circ \text{К.}$$

Принимая $c_p = \text{const} = 0,242 \text{ ккал/кг град}$, находим:

$$c_{кр} = 91,53 \cdot \sqrt{0,242 (288 - 240)} = 310 \text{ м/сек.}$$

Максимальный расход по (10-15):

$$G_{\text{max}} = 2,14 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}},$$

$$G_{\text{max}} = 2,14 \cdot 0,00002 \sqrt{\frac{80 \cdot 10^4}{0,0105}} = 0,374 \text{ кг/сек,}$$

где v_1 вычислено по уравнению Клапейрона.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 10-1. Воздух протекает по трубопроводу, в который вставлено сопло малого диаметра. Перед соплом $p_1 = 25 \text{ ата}$, за соплом $p_2 = 18 \text{ ата}$. Определить скорость истечения, если $t_1 = 80^\circ \text{С}$. Определить конечные параметры. Сопло полагать суживающимся.

Задача 10-2. Определить выходное сечение сопла в предыдущей задаче, если $G = 5 \text{ кг сек}$.

Задача 10-3. Воздух вытекает из баллона в атмосферу. В баллоне поддерживается постоянное давление 12 ата . Какова скорость истечения, если сопло цилиндрическое: $t_1 = 40^\circ \text{С}$.

Задача 10-4. То же, что и в предыдущей задаче решить для сопла Лавала. Определить секундный расход и выходной диаметр его, если в минимальном сечении $f = 20 \text{ см}^2$.

10-5. ИСТЕЧЕНИЕ ВОДЯНОГО ПАРА

Общие положения, выведенные в § 10-2, справедливы и для истечения водяного пара. Следует только иметь в виду, что в последнем случае значения для величины k в выведенных уравнениях нужно принимать так, как это было указано в § 8-5 для уравнения адиабаты, т. е. для перегретого пара:

$$k = 1,3,$$

а для сухого насыщенного—по диаграмме Цинцена.

Тогда, принимая так же, как в § 10-2, начальную скорость при истечении равной нулю, для случаев истечения, укладываемых в правую половину диаграммы (фиг. 10-13), т. е. когда

$$\frac{p_2}{p_1} > v_{кр},$$

скорость и секундный расход пара при истечении из цилиндрических и суживающихся сопел можно соответственно определить по формулам (10-3) и (10-9).

Для случаев истечения, укладываемых в левую половину диаграммы (фиг. 10-13), т. е. когда $\frac{p_2}{p_1} \leq v_{кр}$, скорость истечения будет критической, а расход—максимальным и определяются по формулам (10-10) и (10-11).

При этом необходимо иметь в виду, что для водяного пара $v_{кр}$ будет иметь следующие значения:

для перегретого пара при $k = 1,3$

$$v_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,3+1} \right)^{\frac{1,3}{1,3-1}};$$

$$v_{кр} = 0,546;$$

для сухого насыщенного пара при $k = 1,135$

$$v_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,135+1} \right)^{\frac{1,135}{1,135-1}};$$

$$v_{кр} = 0,577.$$

Для влажного пара $v_{кр}$ определится в зависимости от степени сухости пара x .

Если в формулы (10-10) и (10-11) подставить значения $v_{кр}$, то они упростятся и получат вид:

для перегретого пара

$$c_{кр} = 3,33 \sqrt{p_1 v_1}; \quad (10-18)$$

$$G_{\text{max}} = 2,09 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}; \quad (10-19)$$

для сухого насыщенного пара

$$c_{кр} = 3,23 \sqrt{p_1 v_1}; \quad (10-20)$$

$$G_{\text{max}} = 1,99 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}. \quad (10-21)$$

Во всех случаях брать p —кг/м², а v —м²/кг. **Применение is-диаграммы.** Аналитический способ определения кинетической энергии движения, а следовательно, и скорости газа представляет ряд трудностей чисто счетного характера.

Значительно проще решение получается графическим путем, который основан на использовании is-диаграммы.

Так же, как и для идеального газа (§ 10-2), скорость пара при истечении без потерь может быть определена по формуле

$$c = 91,53 \sqrt{h_0}. \quad (10-22)$$

где $h_0 = (i_1 - i_2)$ — разность теплосодержаний в начале и конце адиабатического изменения состояния, измеренная в ккал/кг .

Для случаев истечения, когда

$$\frac{p_2}{p_1} = \nu_{кр}$$

и

$$\frac{p_2}{p_1} < \nu_{кр},$$

формула принимает вид:

$$c_{кр} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_{2кр}}, \quad (10-23)$$

где $i_{кр}$ определяется по отношению к $p_{2кр}$; последнее, как и раньше, находят по формуле:

$$\frac{p_{2кр}}{p_1} = \nu_{кр}.$$

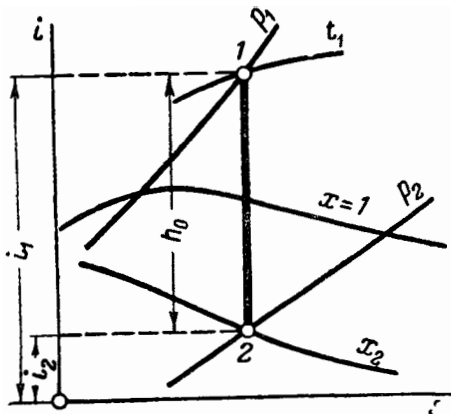
Здесь $\nu_{кр}$ зависит от состояния пара.

Для использования is -диаграммы находят точку, характеризующую начальное состояние 1 , и по ней i_1 (фиг. 10-20). Затем проводят адиабату $1-2$ до пересечения с p_2 или $p_{2кр}$ и получают, таким образом, i_2 или $i_{2кр}$. Подставляя найденные значения в формулы (10-22) или (10-23), получают значение скорости.

При определении выходного сечения сопла по формуле

$$Gv_2 = fc$$

необходимо иметь в виду, что для случаев истечения, укладываемых в правую половину диаграммы (фиг. 10-13), удельный объем соответствует давлению p_2 ; при истечении же по левой половине необходимо брать $v_{2кр}$, т. е. удельный объем, соответствующий критическому давлению $p_{2кр}$.



Фиг. 10-20.

Истечение из сопла Лаваль. Разобранные до сих пор случаи истечения относились к истечению из сопел цилиндрических и суживающихся. В этом случае при $\frac{p_2}{p_1} < \nu_{кр}$ не может быть использована вся работа расширения газа для получения кинетической энергии пара. Как было указано в § 10-4, шведский инженер Лаваль предложил для возможности использования всего перепада давления к суживающейся части сопла прибавлять еще расширяющуюся часть (конструктивный расчет ее здесь не приводится) (фиг. 10-19). Тогда в сечении AB (f_{\min}) пар будет иметь критическую скорость и находиться там под критическим давлением. В дальнейшем он будет расширяться до давления среды p_2 и приобретать скорость, соответствующую полному использованию работы при расширении от p_1 до p_2 ; вся располагаемая работа газа будет превращена в кинетическую энергию. В этом случае скорость должна быть подсчитана по формуле (10-3). При определении же скорости по располагаемому теплопадению — по формуле (10-22)

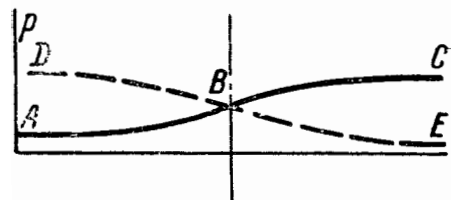
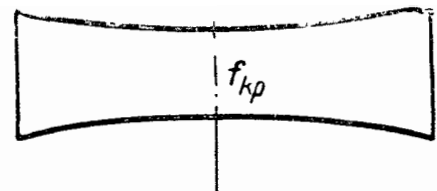
$$c = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}.$$

Секундный расход пара подсчитывается по формуле

$$Gv_2 = fc$$

или по формулам (10-19) или (10-21).

Диффузор. Истечение газообразного тела представляет собой, как было сказано, переход энергии давления (потенциальной энергии) в кинетическую энергию. Можно пред-



Фиг. 10-21.

ставить себе и обратный процесс преобразования энергии — кинетической в потенциальную. Он происходит в насадках той же формы, что и истечение; газ малого давления и большой скорости (но меньшей, чем скорость звука) подводится к расширяющейся насадке, при движении по которой скорость его уменьшается, а давление повышается. Если газобразное тело подходит к насадке со скоростью большей, чем скорость звука, то насадка должна быть сначала суживающейся, а затем расширяющейся (фиг. 10-21). Давление будет изменяться по кривой *ABC*. В сопле Лавала при истечении падение давления происходило бы по кривой *DVE*.

Насадку, в которой за счет кинетической энергии получается потенциальная, называют *диффузором*.

10-6. ИСТЕЧЕНИЕ С УЧЕТОМ СОПРОТИВЛЕНИЙ

При рассмотрении истечения в предыдущих параграфах мы не учитывали вредных сопротивлений, имеющих место в действительности, а именно: не было принято во внимание трение при соприкосновении рабочего тела со стенками насадки, а также трение внутри рабочего тела. На преодоление трения должна быть затрачена часть работы расширения газа, вследствие чего кинетическая энергия его при действительном истечении будет меньше, чем при отсутствии трения. Если обозначить скорость действительного истечения c_d , то

$$\frac{c^2 - c_d^2}{2g}$$

будет представлять потерю кинетической энергии струи вследствие наличия трения при истечении. Обычно эту потерю принято выражать в долях кинетической энергии адиабатического истечения без потерь. Если обозначить через ζ коэффициент потери энергии, то

$$\frac{c^2 - c_d^2}{2g} = \zeta \frac{c^2}{2g} \quad (a)$$

или

$$c^2 - c_d^2 = \zeta c^2,$$

откуда

$$c_d = c \sqrt{1 - \zeta}. \quad (10-24)$$

Обозначая

$$\sqrt{1 - \zeta} = \varphi, \quad (10-25)$$

получим:

$$c_d = \varphi c. \quad (10-26)$$

Коэффициент φ называют *скоростным коэффициентом*. Для водяного пара в применяемых на практике насадках ζ составляет от 0,05 до 0,10, что дает для φ значения от 0,92 до 0,97.

Подставляя в формулу (10-26) значение c из формулы (10-22), получаем формулу для определения скорости с учетом сопротивления:

$$c_d = 91,53 \varphi \sqrt{i_1 - i_2}. \quad (10-27)$$

Вясним, как отражается наличие трения на протекании процесса расширения. Очевидно, это будет необратимый адиабатический процесс расширения. Работа, затраченная на трение, превращается в тепло, которое при отсутствии обмена с внешней средой вновь воспринимается рабочим телом. Таким образом теплосодержание газа, вытекающего из насадки, при наличии трения будет выше, чем то, которое было бы при отсутствии трения. Если обозначить i_{2d} — теплосодержание газа при действительном истечении, то

$$i_{2d} - i_2$$

будет представлять собой увеличение теплосодержания вытекающего газа. По закону сохранения энергии можно написать:

$$A \frac{c^2 - c_d^2}{2g} = i_{2d} - i_2. \quad (b)$$

Подставляя в равенство (b) значение потери кинетической энергии из формулы (a), получаем:

$$i_{2d} - i_2 = \zeta \frac{c^2}{2g}.$$

А так как

$$\frac{c^2}{2g} = i_1 - i_2,$$

то

$$i_{2d} - i_2 = \zeta (i_1 - i_2)$$

или, заменяя

$$i_1 - i_2 = h_0,$$

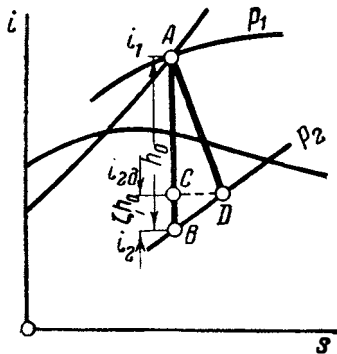
получаем:

$$i_{2d} - i_2 = \zeta h_0,$$

откуда

$$i_{2d} = i_2 + \zeta h_0. \quad (10-28)$$

Формула (10-28) дает возможность находить в *is*-диаграмме точку, соответствующую состоянию пара при его истечении; для этого необходимо, построив *AB*—адиабату для ис-



Фиг. 10-22.

течения без учета трения (фиг. 10-22), отложить от точки B вверх отрезок ζh_0 , соответствующий потере кинетической энергии. Проведя через точку C прямую равного теплосодержания до пересечения с изобарой p_2 (давление в устье сопла при истечении), получаем точку D , соответствующую состоянию пара при истечении. Кривая AD (ее часто вычерчивают в виде прямой линии) изображает условно действительное истечение пара. По точке D можно найти все необходимые параметры пара—степень сухости, удельный объем и т. д.

Для характеристики процесса истечения вводится понятие его относительного к. п. д. Для этого вычтем из i_1 обе части уравнения (10-28); после простых преобразований получаем:

$$i_1 - i_{2d} = h_0(1 - \zeta)$$

или на основании (10-25)

$$i_1 - i_{2d} = h_0 \varphi^2,$$

или

$$\frac{i_1 - i_{2d}}{h_0} = \varphi^2. \quad (10-28')$$

Как видно, величина φ^2 представляет собой отношение действительной энергии истечения к теоретической, поэтому ее называют к. п. д. (относительным) процесса истечения.

В § 10-2 было показано, что изменение кинетической энергии пара при адиабатическом истечении получается за счет разности теплосодержаний начального и конечного состояний, т. е.

$$A \frac{c^2}{2g} = i_1 - i_2.$$

Покажем, что при истечении с потерями это положение сохраняет свою силу, т. е.

$$A \frac{c_{2d}^2}{2g} = i_1 - i_{2d}.$$

В равенстве (а) можно заменить

$$A \frac{c^2}{2g} = i_1 - i_2 = h_0.$$

Тогда

$$i_1 - i_2 - A \frac{c^2}{2g} = \zeta h_0$$

или

$$A \frac{c^2}{2g} = i_1 - (i_2 + \zeta h_0).$$

Из полученной формулы можно усмотреть, что вследствие трения действительная скорость меньше, чем если бы трения не было; потерянная кинетическая энергия пошла на увеличение конечного теплосодержания рабочего тела.

По формуле (10-28)

$$i_2 + \zeta h_0 = i_{2d},$$

что и дает искомую зависимость

$$A \frac{c^2}{2g} = i_1 - i_{2d},$$

из нее получаем

$$c_d = \sqrt{2g(i_1 - i_{2d})}$$

или

$$c_d = 91,5 \sqrt{i_1 - i_{2d}}, \quad (10-29)$$

где c выражено в м/сек, а $(i_1 - i_{2d})$ — в ккал/кг.

Таким образом при истечении с потерями формула для вычисления скорости имеет такой же вид, как и при обратимом адиабатическом; необходимо только брать соответствующее рассматриваемому истечению действительное теплопадение.

Наглядно явление истечения может быть представлено в Ts -диаграмме. Рассмотрим сначала случай истечения идеального газа. Пусть изменение состояния при истечении происходит между точками 1 и 2 (фиг. 10-23); кинетическая энергия измеряется согласно формуле (10-5) разностью теплосодержаний $i_1 - i_2$ в этих точках.

Таким образом

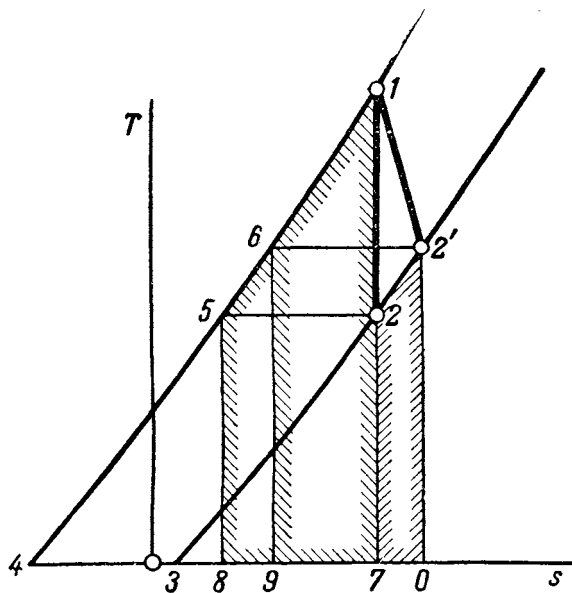
$$A \frac{c^2}{2g} = i_1 - i_2 = c_{pm} T_1 - c_{pm} T_2.$$

В Ts -диаграмме эта разность может быть представлена как разность площадей:

$$\text{пл. } 1-7-4-1 - \text{пл. } 3-2-7-3 = \text{пл. } 1-2-3-4-1,$$

так как теплосодержание идеального газа $i = c_{pm} T$ численно равно количеству тепла в процессе $p = \text{const}$ между 0° и $T^\circ\text{K}$:

$$i = q_p = c_{mp}(T - 0).$$



Фиг. 10-23.

лено точкой 2', лежащей на той же изобаре p_2 , что и при идеальном истечении. Как было ранее показано, и в этом случае кинетическая энергия измеряется разностью тепло-содержаний начального и конечного состояний:

$$A \frac{c_{2'}^2}{2g} = i_1 - i_{2'}$$

Проведя для этого случая такую же замену площадей, какая была сделана только что для случая идеального истечения, найдем:

$$A \frac{c_{2'}^2}{2g} = \text{пл. } 1-4-7-1 - \text{пл. } 2'-3-0-2' = \\ = \text{пл. } 1-4-7-1 - \text{пл. } 6-9-4-6;$$

$$A \frac{c_{2'}^2}{2g} = \text{пл. } 1-6-9-7-1.$$

Полученный результат позволяет дать следующее толкование Ts -диаграмме этого процесса. Если условно считать, что 1-2' — обратимая политропа, по которой подводится теплота трения, то площадь 1-2'-0-7-1 измеряет это тепло, а следовательно, и полную работу трения; площадь 1-6-9-7-1, измеряющая действительную кинетическую энергию, может быть представлена так:

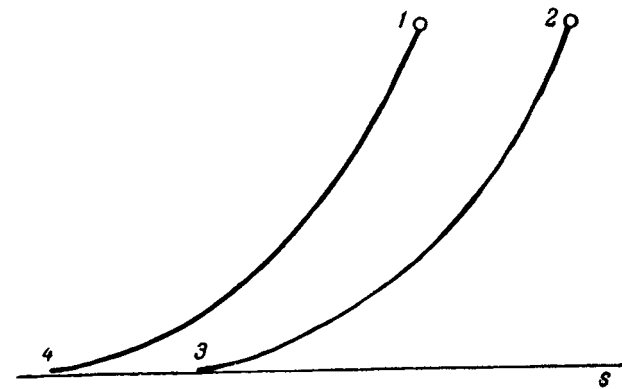
$$A \frac{c_{2'}^2}{2g} = \text{пл. } 1-6-9-7-1 = \text{пл. } 1-5-8-7-1 - \\ - \text{пл. } 5-6-9-8-5 = \text{пл. } 1-5-8-7-1 - \\ - \text{пл. } 2'-0-7-2-2' - \text{пл. } 1-2'-2-1 + \text{пл. } 1-2'-2-1; \quad (c)$$

$$A \frac{c_{2'}^2}{2g} = \text{пл. } 1-6-9-7-1 = \text{пл. } 1-5-8-7-1 - \\ - \text{пл. } 1-2'-0-7-1 + \text{пл. } 1-2'-2-1. \quad (d)$$

Так как во второй части равенства (d) первая площадь — это кинетическая энергия при идеальном истечении, вторая площадь — полная работа трения, то третью площадь можно истолковать как энергию истечения, появляющуюся в результате подвода к рабочему телу теплоты трения; равенство (d) перепишем так:

$$\text{пл. } 1-6-9-7-1 = \text{пл. } 1-5-8-7-1 - \text{пл. } 2'-0-7-2-2'.$$

Полученное дает основание установить, что площадь 2'-0-7-2-2' измеряет потерю кинетической энергии вследствие наличия трения. К этому надо еще добавить: так как площадь 1-2'-2-1 входит в равенство (c) один раз с плюсом, а другой раз с минусом, то вид условной политропы значения не имеет — чаще всего ее изображают прямой линией.



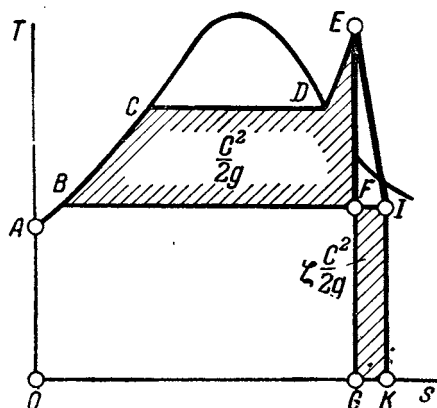
Фиг. 10-23а.

(В действительности изобары 4-1 и 3-2' на фиг. 10-23 как логарифмические кривые слева асимптотически приближаются к оси абсцисс; это показано на фиг. 10-23а, где точки 4 и 3 находятся в бесконечности. Для удобства рассуждений эти точки на фиг. 10-23 показаны в пределах чертежа.)

Однако, полученной результирующей площадью пользоваться неудобно; ввиду эквидистантности кривых 1-4 и 2'-3 площадь 3-2-7-3 (фиг. 10-23) можно заметить равновеликой ей площадью 5-8-4-5. В этом случае получаем:

$$A \frac{c_{2'}^2}{2g} = \text{пл. } 1-7-4-1 - \text{пл. } 5-8-4-5 = \text{пл. } 1-7-8-5-1.$$

При действительном истечении идеально газа конечное состояние будет представ-



Фиг. 10-24.

Обратимся теперь к случаю истечения реального газа, в частности, — водяного пара. Если (фиг. 10-24) точка E характеризует состояние пара вначале, а F — в конце (без потерь в адиабатическом процессе истечения), то площадь $ABCDEGOA$ измеряет начальное теплосодержание, площадь $OABFGO$ — конечное теплосодержание, а площадь $BCDEFB$ — кинетическую энергию 1 кг пара при истечении. Если принять во внимание потери на трение при истечении и условно изобразить процесс политропой EI , то действительное теплосодержание газа в конце истечения будет измеряться площадкой $OABIKO$, так как точка I соответствует действительному конечному состоянию; площадка $FIKGF$, которая измеряет увеличение теплосодержания, представляет собой потерю кинетической энергии 1 кг пара. Таким образом кинетическая энергия при истечении с учетом потерь на трение будет измеряться разностью площадок $BCDEFB$ и $FIKGF$.

Площадка $EIKGE$ может условно измерять тепло, воспринятое паром вследствие наличия трения, а тем самым и полную работу трения. Площадка $EIFE$ в таком случае условно измеряет увеличение энергии за счет добавочного тепла. Таким образом, если подсчитать кинетическую энергию при действительном истечении, то получим:

$$\begin{aligned} A \frac{c^2_{\partial}}{2g} &= \text{пл. } BCDEFB - \text{пл. } EIKGE + \\ &+ \text{пл. } EIFE = \text{пл. } BCDEFB - \text{пл. } EIFE - \\ &- \text{пл. } FIKGF + \text{пл. } EIFE = \text{пл. } BCDEFB - \\ &- \text{пл. } FIKGF. \end{aligned}$$

Как видно, площадка $EIFE$ входит два раза с разными знаками, так что вид кривой EI для конечных результатов значения не имеет.

Иногда необходимо кинетическую энергию при истечении выразить в функции давлений. При идеальном истечении это представлено в § 10-2 формулой (п); полагая в ней $c_1 = 0$, а $c_2 = c$, получаем:

$$A \frac{c^2}{2g} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (10-30)$$

Для истечения с учетом потерь имеем (фиг. 10-23). при $c_p = \text{const}$:

$$\begin{aligned} A \frac{c^2_{\partial}}{2g} &= i_1 - i_2 = c_p (T_1 - T_2) = \\ &= \frac{c_p}{AR} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{aligned} \quad (e)$$

Если линию $1-2'$ представить как политропический процесс по уравнению

$$p v^m = \text{const},$$

то

$$p_1 v_1^m = p_2 v_2^m. \quad (f)$$

Пользуясь уравнением (е) и заменяя v_2 при помощи уравнения (f), найдем:

$$A \frac{c^2_{\partial}}{2g} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]. \quad (10-30')$$

Уравнением (10-30') можно пользоваться для идеальных газов. Оно применимо и для реальных газов, если k рассматривать не как отношение теплоемкостей, а как эмпирическую величину, характеризующую адиабатический процесс реального газа.

Легко показать, что кинетическая энергия истечения при изменении состояния газа по уравнению $p v^m = \text{const}$ с подводом тепла извне (обратимый политропический процесс) выразится уравнением (10-30'), в котором вместо k будет стоять m , но этот случай интереса для нас не представляет.

Пример 10-3. Влажный пар с параметрами $p_1 = 18 \text{ ага}$ и $x_1 = 0,92$ вытекает в среду в одном случае с давлением $p_2 = 12 \text{ ага}$ и в другом $p_2 = 2 \text{ ага}$; площадь сечения сопла $f = 20 \text{ мм}^2$. Определить скорость, секундный расход и состояние пара в конце истечения. По формуле Цейнера предварительно находим k :

$$k = 1,035 + 0,1 x = 1,035 + 0,92 x = 1,127.$$

Тогда

$$\begin{aligned} v_{kp} &= \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \\ v_{kp} &= \frac{2}{1,127 + 1} = 0,578. \end{aligned}$$

Для случая $p_2 = 12 \text{ ата}$

$$v = \frac{p_2}{p_1} = \frac{12}{18} = 0,665 > v_{кр} = 0,578,$$

т. е. в данном случае истечение рассчитывается, как для случая, относящегося к правой половине диаграммы (фиг. 10-13). Скорость истечения определяется по формуле (10-3):

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]};$$

$$c = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,127}{0,127} \cdot 18 \cdot 10^4 \cdot 0,1035 \left[1 - \left(\frac{12}{18} \right)^{\frac{1,127}{1,127}} \right]};$$

$$c = 380 \text{ м/сек};$$

$$v_1 = v' x = 0,1126 \cdot 0,92 = 0,1035 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Секундный расход пара по формуле (10-9) составляет:

$$G = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]};$$

$$G = 0,00002 \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,127}{0,127} \cdot \frac{18 \cdot 10^4}{0,1035} \left[\left(\frac{12}{18} \right)^{\frac{2}{1,127}} - \left(\frac{12}{18} \right)^{\frac{1,127+1}{1,127}} \right]};$$

$$G = 0,05 \text{ кг/сек}.$$

Степень сухости пара в конце истечения определится по равенству энтропий начального и конечного состояний:

$$s_1 = s_2;$$

$$r_1 + \frac{r_1}{T_{s1}} x_1 = s'_2 + \frac{r_2}{T_{s2}} x_2.$$

Пользуясь таблицами, получаем:

$$0,5701 + (1,5251 - 0,5701) \cdot 0,92 = 0,5262 + (1,5592 - 0,5269) x_2,$$

откуда

$$x_2 = 0,89.$$

Температура пара в конечном состоянии

$$t_2 = 187,1^\circ\text{C}$$

(по таблицам — соответственно $p_2 = 12 \text{ ата}$).

Удельный объем

$$v_2 = v' x = 0,1664 \cdot 0,89 = 0,148 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Второй случай не укладывается в правую половину диаграммы (10-13), так как

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2}{18} < v_{кр} = 0,578.$$

Поэтому скорость в этом случае определяется для давления в устье сопла, которое составит:

$$p_2 = p_{2кр} = 0,578 \cdot 18 = 10,4 \text{ ата}.$$

Таким образом

$$c_{кр} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1};$$

$$c_{кр} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,127}{1,127+1} \cdot 18 \cdot 10^4 \cdot 0,1035};$$

$$c_{кр} = 440 \text{ м/сек},$$

$$G_{\max} = f \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}}$$

$$G_{\max} = 0,052 \text{ кг/сек}.$$

Пример 10-4. Перегретый водяной пар при $p = 100 \text{ ата}$ и $t = 500^\circ\text{C}$ вытекает из сопла Лаваля в среду с $p_2 = 2 \text{ ата}$. Расход пара $G = 3 \text{ кг/сек}$. Определить скорость истечения и сечение насадки, приняв в расчет сопротивление трения. Коэффициент потери энергии $\zeta = 0,1$.

Вычисляем скоростной коэффициент. По формуле (10-25) он составляет:

$$\varphi = \sqrt{1 - \zeta} = \sqrt{1 - 0,1} = 0,948.$$

При адиабатическом истечении по is -диаграмме находим (фиг. 10-25):

$$i_1 = 805 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 597 \text{ ккал/кг},$$

так что

$$h_0 = i_1 - i_2 = 805 - 597 = 208 \text{ ккал/кг}.$$

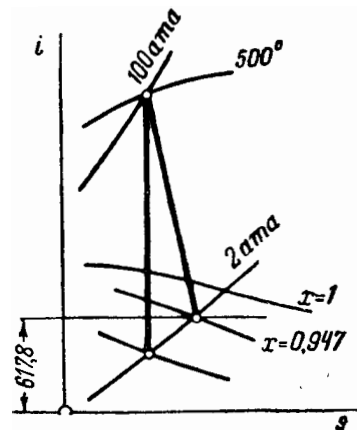
Потеря кинетической энергии на трение

$$\zeta h_0 = 0,1 \cdot 208 = 20,8 \text{ ккал/кг}.$$

Действительное теплосодержание пара после истечения

$$i_{2D} = 597 + 20,8 = 617,8 \text{ ккал/кг}.$$

Находим точку в is -диаграмме характеризующую конечное действительное состояние пара. Для этого проводим линию постоянного содержания $i_{2D} = 617,8 \text{ ккал/кг}$ и находим ее пересечение с изобарой конечного состояния $p_2 = 2 \text{ ата}$. Получим точку, для которой $x_2 = 0,947$.



Фиг. 10-25.

Действительная скорость истечения составляет:

$$c_d = 91,53 \varphi \sqrt{i_1 - i_2} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_{2d}};$$

$$c_d = 91,53 \cdot 0,948 \sqrt{805 - 597} = 91,53 \sqrt{805 - 617,8};$$

$$c_d = 1260 \text{ м/сек.}$$

Для выходного сечения находим:

$$v_2 = v''_2 x_2 = 0,9016 \cdot 0,947 = 0,855 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Отсюда площадь выходного сечения по формуле (10-16) составит:

$$f = \frac{G v_2}{c} = \frac{3 \cdot 0,855}{1,16} = 0,00203 \text{ м}^2 = 20,37 \text{ см}^2.$$

Так как

$$v = \frac{p_2}{p_1} = \frac{2}{100} = 0,02 < v_{кр} = 0,546,$$

то заданный расход пара является максимальным. Величина f_{\min} определится по формуле (10-16), в которую подставлено значение критического сечения:

$$G v_{2кр} = f_{\min} c_{кр},$$

или из уравнения (10-19), в котором $f = f_{\min}$.

Находим:

$$f_{\min} = \frac{G_{\max}}{c_{кр}} = \frac{3}{2,09 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}};$$

$$f_{\min} = 0,00027 \text{ м}^2 = 2,8 \text{ см}^2.$$

Вместе с тем находим обычным путем:

$$p_{2кр} = 5,5 \text{ атм}; t_{2кр} = 402^\circ\text{C}; v_{2кр} = 0,055 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$c_{кр} = 586 \text{ м/сек}$$

и по формуле (10-16)

$$f_{\min} = 2,8 \text{ см}^2.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 10-5. Водяной пар при $p_1 = 20 \text{ атм}$ и $t_1 = 350^\circ\text{C}$ вытекает через цилиндрическое сопло, площадь которого $f = 100 \text{ мм}^2$. Определить скорость истечения и секундный расход, если $p_2 = 2 \text{ атм}$.

Задача 10-6. Сухой насыщенный пар при $p_1 = 16 \text{ атм}$ вытекает в среду с давлением $p_2 = 10 \text{ атм}$. Расход пара составляет $0,2 \text{ кг/сек}$. Определить скорость истечения и выходное сечение сопла (суживающегося).

Задача 10-7. Пар при $p_1 = 16 \text{ атм}$ и $t_1 = 400^\circ\text{C}$ вытекает через суживающееся коническое сечение, имеющее в устье $f = 200 \text{ мм}^2$. Давление среды, в которую происходит истечение, $p_2 = 2 \text{ атм}$. Определить скорость и параметры пара в конце истечения.

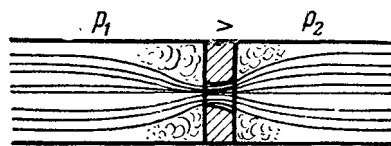
Задача 10-8. Решить предыдущую задачу при $p_2 = 2 \text{ атм}$.

Задача 10-9. Влажный пар при $p_1 = 12 \text{ атм}$ и $x_1 = 0,9$ вытекает в среду с $p_2 = 1 \text{ атм}$. Расход пара составляет $0,4 \text{ кг/сек}$. Определить скорость при истечении, сечение сопла и параметры пара в конце истечения.

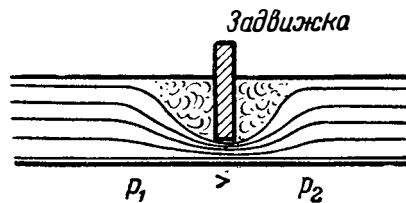
Задача 10-10. Перегретый пар при $p = 20 \text{ атм}$ и $t = 360^\circ\text{C}$ вытекает через сопло Лаваля в среду с давлением $p_2 = 10 \text{ атм}$. Минимальное сечение $f_{\min} = 5 \text{ см}^2$. Коэффициент потери энергии $\zeta = 0,08$. Найти конечные параметры, расход пара и выходное сечение.

10-7. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ИЛИ МЯТИЕ

При истечении газа из отверстий или сопел нас интересовало состояние газа в выходном сечении. Если после того, как газ прошел через суженное отверстие, затем представить ему возможность двигаться по такому же или почти такому же сечению, как и до сужения, то приобретенная в выходном сечении кинетическая энергия вновь перейдет в тепловую и будет усвоена газом. Описанное явление — прохождение газа через суженное сечение, называемое *дресселированием* или *мятием*, часто наблюдается, а в некоторых случаях и осуществляется в технике со специальными целями. Так, например, дресселирование имеет



Фиг. 10-26.



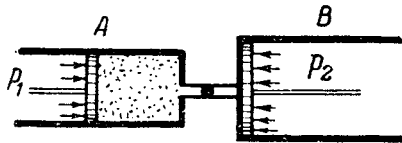
Фиг. 10-27.

место тогда, когда газ проходит через вставленную в трубопровод диафрагму (фиг. 10-26), что делается для определения количества протекающего через трубопровод газа. Наблюдается это явление при прохождении газа через задвижку (фиг. 10-27), вентиль или при прохождении газа через колено, где получается сужение сечения, по которому движется газ.

В физике это явление осуществляется в так называемом опыте Джоуля-Томпсона (1852 г.), который мы и рассмотрим.

Пусть имеем цилиндр A (фиг. 10-28), наполненный газом и закрытый поршнем. Цилиндр A соединен с цилиндром B . В соединительной трубке находится какое-либо пористое тело. Заставим газ из цилиндра A протекать в цилиндр B , и пусть в течение опыта газ не имеет теплообмена с внешней средой; давление в цилиндре B во время опыта поддерживается постоянным.

В конце опыта газ занял положение, указанное на фиг. 10-29.



Фиг. 10-28.

Подсчитаем, какую работу нужно было совершить над газом в цилиндре A , чтобы протолкнуть его в цилиндр B . Если давление p_1 , сечение поршня в цилиндре A — f_1 и путь, пройденный поршнем, s_1 , то работа составит:

$$p_1 f_1 s_1.$$

Газ, проходя через пористое тело и отодвигая поршень в цилиндре B , совершит работу

$$p_2 f_2 s_2.$$

При этом всегда

$$p_2 < p_1,$$

так как в противном случае не имело бы места движение газа из цилиндра A в цилиндр B . Разность этих работ никуда во вне не передается (вследствие этого дросселирование иногда называют расширением без внешней работы). Она частично превращается в тепло и усваивается газом, изменяя при этом его внутреннюю энергию, в остальном идет на изменение кинетической энергии газа как целого. В таком случае, если скорость вначале c_1 , в конце c_2 , а внутренняя энергия соответственно u_1 и u_2 , то получим:

$$Ap_1 f_1 s_1 - Ap_2 f_2 s_2 = u_2 - u_1 + A \frac{c_2^2}{2g} - A \frac{c_1^2}{2g}. \quad (a)$$

Для 1 кг газа

$$f_1 s_1 = v_1; \\ f_2 s_2 = v_2.$$

Таким образом, уравнение (a) примет вид:

$$Ap_1 v_1 - Ap_2 v_2 = u_2 - u_1 + A \frac{c_2^2}{2g} - A \frac{c_1^2}{2g}$$

или

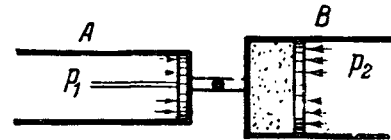
$$u_1 + Ap_1 v_1 + A \frac{c_1^2}{2g} = u_2 + Ap_2 v_2 + A \frac{c_2^2}{2g}. \quad (b)$$

Но по уравнению (3-37)

$$u + Apv = i.$$

Подставив последнее в уравнение (b) с соответствующими значками, получаем:

$$i_1 + A \frac{c_1^2}{2g} = i_2 + A \frac{c_2^2}{2g}. \quad (10-31)$$



Фиг. 10-29.

Обычно (но не всегда) вторые члены в обеих частях этого уравнения малы по сравнению с первыми, и ими можно пренебречь. Тогда уравнение (c) принимает вид:

$$i_1 = i_2. \quad (10-32)$$

Таким образом, с достаточной для технических расчетов точностью можно считать, что при дросселировании теплосодержание газа в начале равно теплосодержанию в конце.

Перечисленные ранее случаи мятия газа, имеющие место в технике, могут быть сведены к опыту Джоуля-Томпсона, если представить себе, что в движущемся с обеих сторон газе помещены два невесомых поршня. Тогда столбы газа перед поршнем в левой части и за поршнем в правой части можно отбросить, заменив действие их силами, приложенными к поршням, каковыми в данном случае будут те, которые вызываются давлением p_1 слева и p_2 справа.

Рассмотрим далее, как изменится температура газа при мятии. Для решения поставленного вопроса будем исходить из двух случаев дросселирования: первый случай — дросселированию подвергается идеальный газ; второй случай — реальный газ.

Так как теплосодержание идеального газа есть однозначная функция температуры, то на основании формулы (10-32) имеем:

$$T_1 = T_2, \quad (c)$$

т. е.

при дросселировании идеального газа температура его не меняется.

Изменение температуры реального газа при дросселировании находят, задавшись уравнением реального газа и зависимостью $c_p = f(p)$. Тогда, используя ряд дифференциальных уравнений термодинамики (§ 7-3), можно получить для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, следующую формулу ¹ изменения температуры:

$$dT = \frac{\frac{2a}{c_p} - b}{c_p} dp, \quad (d)$$

¹ Вывод этой формулы см. В. Р. Бурсиан и П. Т. Соколов, Лекции по термодинамике, § 31, 1934 г

где a и b суть члены, входящие в уравнение Ван-дер-Ваальса.

Отсюда в зависимости от того, какие значения получит числитель в уравнении для dT , возможны три случая:

- I. $dT = 0$.
- II. $dT > 0$.
- III. $dT < 0$,

т. е.

температура реального газа при дросселировании может оставаться постоянной, уменьшаться и увеличиваться.

Первый случай будет, если

$$\frac{2a}{RT} - b = 0,$$

т. е. если

$$T = \frac{2a}{Rb}.$$

Эта температура называется *температурой инверсии*:

$$T_{инв} = \frac{2a}{Rb}. \quad (10-33)$$

Таким образом, для случая, когда реальный газ находится при температуре инверсии и подвергается дросселированию, влияние коэффициентов a и b таково, что числитель в формуле (d) обращает всю дробь в нуль и никакого изменения температуры при мятии наблюдаться не будет.

Второй из перечисленных случаев ($dT > 0$) будет наблюдаться, если как это видно из формулы (d),

$$\frac{2a}{RT} - b < 0, \quad (e)$$

так как при дросселировании $dp < 0$; из (e) устанавливаем, что принятое соотношение возможно тогда, когда

$$T > \frac{2a}{Rb},$$

т. е. если

$$T > T_{инв}.$$

Следовательно, температура газа при мятии возрастает в том случае, если дросселированию подвергается газ, находящийся при температуре более высокой, чем температура инверсии для данного газа.

Наконец, третий случай ($dT < 0$), как это видно из формулы (d), возможен тогда, когда

$$\frac{2a}{RT} - b > 0. \quad (f)$$

Из формулы (f) устанавливаем, что это будет в том случае, если

$$T < \frac{2a}{Rb},$$

т. е. если

$$T < T_{инв}.$$

Таким образом дросселирование будет сопровождаться уменьшением температуры газа, если подвергающийся этому процессу газ находится при температуре более низкой, чем температура инверсии.

Рассматривая уравнение (d), мы видим, что изменение температуры зависит от констант a и b , т. е. от величин, отличающих реальный газ от идеального. В зависимости от того, какая из констант a или b в данном газе и в данном его состоянии превалирует, температура газа будет при дросселировании уменьшаться или увеличиваться. Так как влияние констант a и b тем значительнее сказывается, чем больше давление, то и изменение температуры будет тем значительнее, чем больше начальное давление. При малых давлениях реальные газы будут вести себя практически, как идеальные, так как изменение температуры будет столь незначительное, что им можно пренебречь.

Вычисление $T_{инв}$. При анализе уравнения Ван-дер-Ваальса было выведено значение критической температуры.

По формуле (7-5)

$$T_{кр} = \frac{8a}{27Rb}.$$

Для определения $T_{инв}$ разделим формулу (10-33) на формулу (7-5):

$$\frac{T_{инв}}{T_{кр}} = \frac{2a}{Rb} : \frac{8a}{27Rb};$$

отсюда находим:

$$T_{инв} = 6,75 T_{кр}. \quad (10-34)$$

Это соотношение позволяет вычислить температуру инверсии для различных газов по их критическим температурам. Приводим данные о температурах инверсии для некоторых газов в табл. 10-1.

Так как уравнение Ван-дер-Ваальса не может претендовать на большую точность, то и уравнение (10-34) говорит только о том, что температура инверсии значительно выше критической температуры, и приведенные значения температуры инверсии имеют приближенный характер.

ТАБЛИЦА 10-1

Название газа				Название газа			
	$T_{кр}, ^\circ K$	$T_{инв}, ^\circ K$	$t_{инв}, ^\circ C$		$T_{кр}, ^\circ K$	$T_{инв}, ^\circ K$	$t_{инв}, ^\circ C$
Гелий He . . .	5	34	-239	Кислород O ₂	154	1 040	76
Водород H ₂ . . .	32	216	-57	Углекислый газ CO ₂ . . .	304	2 050	1 777
Азот N ₂ . . .	128	865	592	Водяной пар H ₂ O	647	4 370	4 097

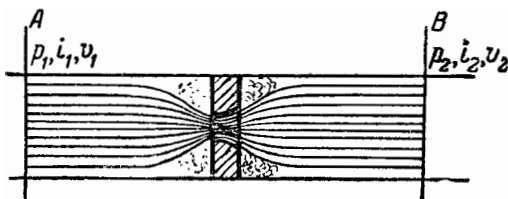
Тем не менее рассмотрение этой таблицы показывает, что температуры инверсии всех газов, за исключением водорода и гелия, достаточно велики, так что всякий газ, кроме этих последних, взятый в условиях комнатной температуры, при дросселировании будет давать понижение температуры. Только водород и гелий, у которых температура инверсии ниже комнатной температуры, при дросселировании будут давать повышение температуры.

Вместе с тем приведенная таблица объясняет, почему в машине Линде долго не могли получить жидкий водород. Как известно, в ней производится сжатие газа путем многократного его сжатия с охлаждением и последующего дросселирования, при котором для всех газов, кроме водорода и гелия, взятых при комнатной температуре, происходит понижение температуры.

После определения температуры инверсии (1895 г.), показавшей, что для понижения температуры при дросселировании водород должен быть взят при температуре ниже $-57^\circ C$, удалось в машине Линде получить жидкий водород.

Дросселирование водяного пара. Рассмотрим подробнее расчетные особенности дросселирования водяного пара — рабочего тела, широко применяемого в технике. К нему относятся выведенные в этом параграфе положения, а именно: если рассмотреть состояние пара в сечениях, расположенных на некотором расстоянии от места сужения по обе стороны (фиг. 10-30), то

$$v_2 < v_1 \text{ и } v_2 > v_1.$$



Фиг. 10-30.

Далее, пренебрегая по сравнению с численным значением теплосодержания кинетической энергией пара в сечениях *A* и *B*, можно с достаточной степенью точности принять для этих сечений

$$i_1 = i_2.$$

Что касается температуры пара, то последняя будет при мятии понижаться, так как температура инверсии для водяного пара лежит высоко за пределами температур, применяемых в теплотехнике. Таким образом

$$t_2 < t_1.$$

Параметры состояния пара после мятия проще всего определяются по *is*-диаграмме. Рассмотрим два случая мятия пара: перегретого и влажного.

Пусть мятию подвергается пар давления p_1 и температуры t_1 . Если $t_1 > t_{s1}$ (для давления p_1), то имеем пар перегретый.

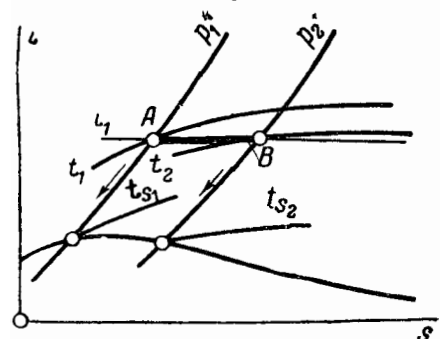
По этим данным находим на диаграмме (фиг. 10-31) точку *A*, соответствующую начальному состоянию, и проводим через нее линию, параллельную оси абсцисс, до пересечения в точке *B* с изобарой, соответствующей конечному давлению p_2 . Температура пара в точке *B* определяется изотермой t_2 , проходящей через эту точку. Начальный и конечный объемы определяются изложенными в § 8-3 способами.

Пользуясь *is*-диаграммой, легко определить изменение степени перегрева пара. Для этого, спустившись по изобаре p_1 до верхней пограничной кривой (фиг. 10-31), определяют t_{s1} — температуру насыщения и по ней — перегрев в начальном состоянии, равный

$$t_1 - t_{s1}.$$

В точке пересечения изобары p_2 с кривой насыщения определяют t_{s2} , откуда находят перегрев в конце процесса мятия:

$$t_2 - t_{s2}.$$



Фиг. 10-31.

По диаграмме видно, что при не слишком высоких давлениях пара

$$t_2 - t_{s2} > t_1 - t_{s1},$$

т. е. при дросселировании перегретого пара перегрев в этом случае увеличивается. Могут, однако, иметь место случаи, когда перегрев будет уменьшаться и даже пар из перегретого может стать влажным; i - s -диаграмма показывает, что пар высоких давлений с низким перегревом при мятии уменьшает свой перегрев и в некоторых случаях становится влажным. Так, пар с параметрами

$$p_1 = 100 \text{ ата и } t_1 = 315^\circ \text{ С}$$

при мятии уже до $p_2 = 70 \text{ ата}$ становится влажным.

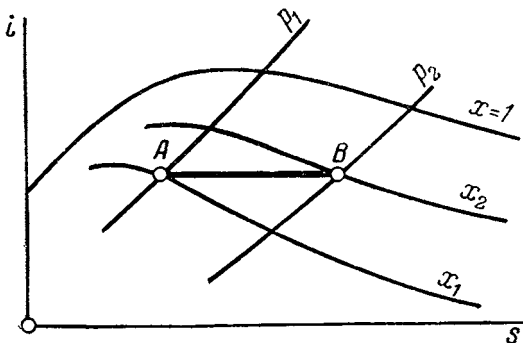
Еще более проявляется это свойство при дальнейшем увеличении начального давления.

Рассмотрим изменение состояния влажного пара при мятии.

По i - s -диаграмме изменения параметров состояния пара при мятии определяются так же, как и для случая перегретого пара.

По заданному давлению p_1 и начальной степени сухости пара x_1 определяют в i - s -диаграмме (фиг. 10-32) точку A . Из этой точки проводят линию, параллельную оси абсцисс, до пересечения с изобарой p_2 и по значению проходящей через эту точку линии постоянной сухости определяют x_2 . Здесь следует обратить внимание, что при вычерчивании линии, параллельной оси абсцисс, последняя для средних и низких давлений пересекает линии все большей постоянной сухости и в некоторых случаях может пересечь кривую насыщения.

Отсюда можно сделать вывод, что при мятии влажного пара последний для этих давлений высушивается и иногда может стать перегретым. Не следует упускать из виду, что



Фиг. 10-32.

это обстоятельство вместе с тем сопровождается падением температуры пара.

Как можно усмотреть из i - s -диаграммы, мятие влажного пара не всегда сопровождается его подсушиванием. Влажный пар высоких давлений в некоторых случаях при мятии увлажняется: так, сухой пар при $p_1 = 100 \text{ ата}$ при мятии до $p_2 = 60 \text{ ата}$ становится влажным со степенью сухости $x_2 = 0,97$.

Все процессы дросселирования сопровождаются ростом энтропии. Это непосредственно видно в i - s -диаграмме. Объяснение этого явления лежит в характере происходящей здесь трансформации энергии. Как видно было, при мятии всегда

$$v_2 > v_1,$$

т. е. газ совершает при этом работу расширения. Однако, эта работа никуда не передается, а превращается в тепловую энергию и усваивается газом.

Отсюда и рост энтропии.

Здесь следует указать на особенность этого процесса. В тех случаях, когда рост энтропии является следствием подвода тепла извне, он может произойти таким образом, что энтропия внешней среды упадет на столько, на сколько увеличится энтропия газа. Вся система (внешняя среда и газ) в этом случае не изменит своей энтропии, и процесс будет обратимым. В данном же случае подвода тепла от внешней среды нет, и энтропия ее не меняется; газ в отдельности, а отсюда и вся система (внешняя среда — газ) свою энтропию увеличивает. Это может служить достаточным признаком *необратимости* процесса мятия.

Рост энтропии можно видеть и из уравнения (5-49), которое берем для случая необратимости:

$$s_2 - s_1 > \int_1^2 \frac{dq}{T}.$$

Так как здесь извне тепло не подводится, то

$$dq = 0,$$

а вместе с тем

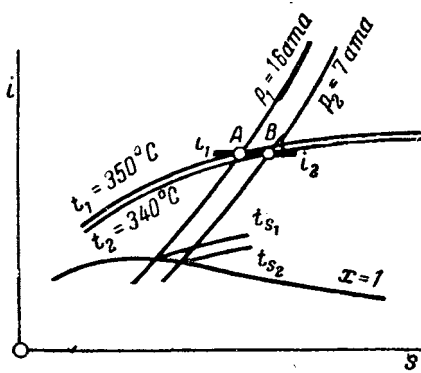
$$s_2 - s_1 > 0$$

и

$$s_2 > s_1.$$

Пример 10-5. Пар при $p_1 = 16 \text{ ата}$ и $t_1 = 350^\circ \text{ С}$ мнется до 7 ата . Определить конечные параметры состояния пара.

В i - s -диаграмме определяем точку A , соответствующую начальному состоянию пара (фиг. 10-33), и проводим через нее прямую, параллельную оси абсцисс, до пересечения с изобарой $p_2 = 7 \text{ ата}$ в точке B . Че-



Фиг. 10-33.

рез точку *B* проходит изотерма $t_2=340^\circ\text{C}$. Это и есть искомая температура пара после дросселирования. Таким образом температура пара уменьшилась.

Определим, как изменился перегрев. Для начального положения перегрев составляет:

$$t_1 - t_{s1} = 350 - 200 = 150^\circ\text{C}.$$

Для конечного состояния перегрев составляет

$$t_2 - t_{s2} = 340 - 164 = 176^\circ\text{C}.$$

Перегрев пара увеличился.

Пример 10-6. Пар $p_1=20 \text{ atma}$ и степени сухости $x_1=0,9$ подвергается мятию до $p_2=8 \text{ atma}$. Определить состояние в конце мятия.

Температуры пара начального и конечного состояния определяются как температуры насыщения соответствующих давлений (по таблицам или по диаграмме). Соответственно температуры будут (см. фиг. 10-34):

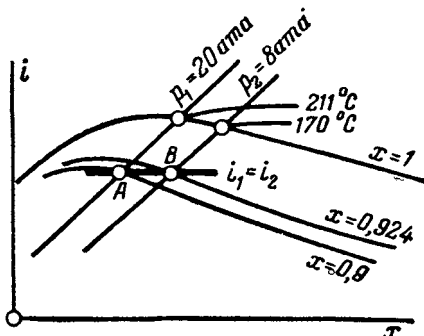
$$t_1 = 211,4^\circ\text{C}; t_2 = 170^\circ\text{C}.$$

Начальное состояние в *is*-диаграмме изобразится точкой *A*, соответствующей $i_1=623 \text{ ккал/кг}$. Проведя линию, параллельную оси абсцисс, до изобары 8 at , получаем в пересечении точку *B*, соответствующую конечному состоянию пара. Степень сухости в конечном состоянии

$$x_2 = 0,924.$$

Таким образом степень сухости увеличилась.

Пример 10-7. Перегретый пар, характеризуемый параметрами $p_1=100 \text{ atma}$ и $t_1=320^\circ\text{C}$, подвергается мятию до $p_2=30 \text{ atma}$. Определить параметры конечного состояния и изменение температуры пара (фиг. 10-35).



Фиг. 10-34.

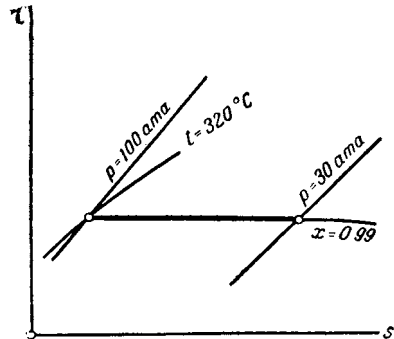
В *is*-диаграмме находим точку, соответствующую начальному состоянию пара, и проводим через нее линию постоянного теплосодержания. В пересечении с изобарой $p_2 = 30 \text{ atma}$ находим точку, характеризующую конечное состояние, для которого $x_2 = 0,99$. Таким образом в этом случае перегрев не только не увеличился, как это имело место в примере 10-5, но пар потерял свой перегрев и стал влажным, насыщенным.

Для определения изменения температуры по *is*-диаграмме находим $t_{s2} = 233^\circ\text{C}$. Отсюда изменение температуры пара при его мятии составляет:

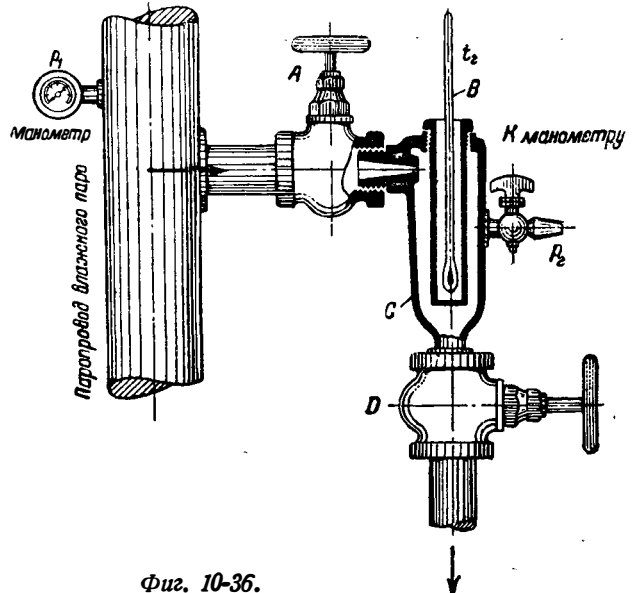
$$\Delta t = 320 - 233 = 87^\circ\text{C}.$$

Пример 10-8. По трубопроводу протекает насыщенный пар при давлении $p = 5 \text{ atma}$. Какова влажность этого пара, если термометр дроссель-калориметра (фиг. 10-36) показывает температуру пара $t = 120^\circ\text{C}$.

Указание. Для определения влажности пара, если она не выше $\sim 5\%$, применяют прибор, называемый *дроссель-калориметром* (фиг. 10-36). Пропуская в нем пар через вентиль *A*, пар дросселируют до давления, несколько превышающего атмосферное или равного ему (труба *C* соединена с атмосферой вентилем *D*); при этом пар перегревается, и термометром *B* устанавливают его температуру. Таким образом становится



Фиг. 10-35.



Фиг. 10-36.

известным состояние пара после дросселирования; это дает возможность, используя формулу (10-32), найти начальную степень сухости.

В i - s -диаграмме находим точку с параметрами пара $p_2 = 1 \text{ ата}$ и $t_2 = 120^\circ\text{C}$ и для нее определяем $i_2 = 649 \text{ ккал/кг}$. Через найденную точку проводим линию постоянного теплосодержания до пересечения с изобарой $p_1 = 5 \text{ ата}$. В том же пересечении находим $x_1 = 0,986$.

Аналитически задача решается так: по формуле (8-14)

$$i'_1 + r_1 x_1 = i_2. \quad (а)$$

По таблицам находим:

$$i'_1 = 152,1 \text{ ккал/кг}; \quad r_1 = 503,7 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 649 \text{ ккал/кг}.$$

Подставляя в (а), получаем:

$$x_1 = \frac{649 - 152,1}{503,7} = 0,986.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 10-11. Пар давления $p_1 = 50 \text{ ата}$ и $t_1 = 350^\circ\text{C}$ подвергается дросселированию до $p_2 = 15 \text{ ата}$. Определить конечную температуру и изменение степени перегрева.

Задача 10-12. Пар $p_1 = 30 \text{ ата}$ и степени сухости $x_1 = 0,8$ подвергается мятю до $p_2 = 20 \text{ ата}$. Определить параметры конечного состояния.

Задача 10-13. Пар $p_1 = 16 \text{ ата}$ и $v_1 = 0,18 \text{ м}^3/\text{кг}$ подвергается мятю до тех пор, пока его удельный объем становится равным $v_2 = 0,4 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Определить конечное давление, изменение температуры и степени перегрева пара.

Задача 10-14. Пар $p_1 = 20 \text{ ата}$ и $x_1 = 0,95$ подвергается мятю. До какого давления нужно продолжать мятю, чтобы получить сухой насыщенный пар?

Задача 10-15. Пар, прошедший через дроссель-калориметр, имеет температуру $t_2 = 120^\circ\text{C}$. Определить его начальную степень сухости, если $p_1 = 10 \text{ ата}$.

10-8. СМЕШЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

Из явлений, связанных часто с перемещением рабочего тела, рассмотрим еще смешение.

В § 1-5 была рассмотрена готовая смесь. Если там и приходилось обращаться к отдельным газам, составляющим смесь (при определении относительного объемного состава), то исходили при этом из того, что газы, взятые изолированно, находятся в тех же условиях давления и температуры, что и смесь.

Таким образом при рассмотрении готовой смеси были известны параметры ее и относительный состав. Этих данных достаточно было, чтобы определить ряд характеристик смеси — $\nu_{см}$, $R_{см}$, γ , ν , p_k (парциальное давление).

При решении целого ряда практических вопросов задается часто не готовая смесь, а ее составляющие и условия, при которых она образуется. Прежде чем находить перечис-

ленные выше величины, необходимо определить параметры смеси из условий ее образования и затем уже $\nu_{см}$, $R_{см}$ и т. д.

Смешение газов может производиться различными способами.

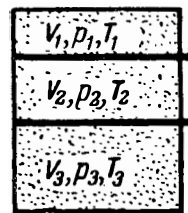
Пусть три газа отличных друг от друга давлений и температур находятся в разных объемах (фиг. 10-37). Если удалить перегородки, то через некоторый промежуток времени как следствие теплового движения молекул газов образуется равномерная по всему объему смесь одной и той же температуры и давления (фиг. 10-38). В этом случае объем смеси

$$V = V_1 + V_2 + V_3,$$

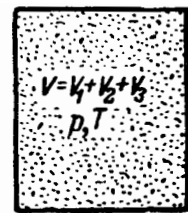
т. е. он равен сумме объемов смешиваемых газов. Эту схему смешения обозначим цифрой 1 (смешение в суммарном объеме).

В других случаях смешение происходит при движении газов по трубопроводу.

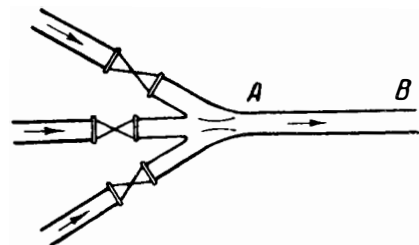
Пусть из трех источников подходят по различным трубопроводам три газа (фиг. 10-39), и в месте А происходит их смешение. Здесь условия отличны от тех, что были в схеме 1. Очевидно, давление при смешении должно быть меньше, чем имеет каждый из смешиваемых газов. В противном случае установилось бы движение не по направлению от А к В, а в сторону меньшего давления. При этом давление смешения может быть установлено произвольно. Достигается это установкой вентилей на трубопроводах, подводящих газ: различным открытием вентилей регулируют давление подводимого газа за вентилем,



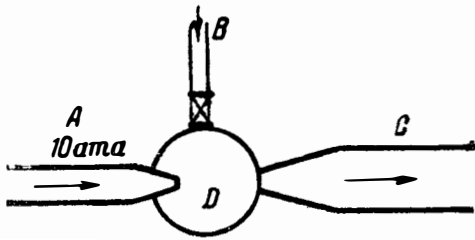
Фиг. 10-37.



Фиг. 10-38.



Фиг. 10-39.



Фиг. 10-40.

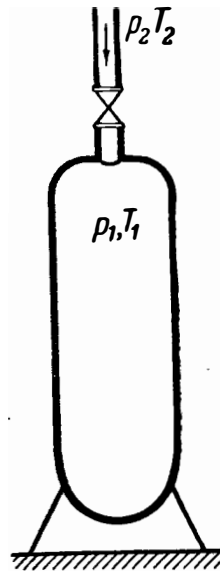
а тем самым количество его и давление смеси. Это смешение будем обозначать цифрой II.

Следует иметь в виду, что специальным устройством можно получить после смешения давление газа выше, чем давление одного из смешиваемых газов. Достигается это при помощи инжекции газа (фиг. 10-40). Газ из трубопровода *A* высокого давления поступает через сопло в резервуар *D* (камеру смешения), сообщающийся с трубопроводом *B*, через который в эту камеру может поступить газ низкого давления (например, при 1 ата). Таково же и давление в камере смешения. Этот газ увлекается струей, выходящей из *A*, и смесь газов при некоторой скорости, меньшей чем скорость истечения из *A*, попадает в диффузор *C*, находящийся против сопла трубопровода *A*. В диффузоре скорость уменьшается и кинетическая энергия газа почти целиком исчезает, совершая работу сжатия газа до некоторой величины, средней между давлением в *A* и *B*.

Все зависимости для смешения в этом случае могут быть взяты, как для схемы II.

Наконец, смешение может происходить по схеме III (фиг. 10-41), когда к резервуару, наполненному каким-либо газом, подводится по трубопроводу другой газ (смешение при наполнении). И в этом случае на трубопроводе, подводящем газ, устанавливается с описанными выше целями вентиль. Эту схему смешения будем обозначать III.

Разберем все три схемы смешения. При этом мы будем выводить общие положения, касающиеся идеальных и реальных газов, а расчетные — сначала для идеальных, а затем для реальных.



Фиг. 10-41.

Схема I. Пусть происходит смешение заданных газов в объеме

$$V = V_1 + V_2 + V_3. \quad (a)$$

Обратимся к определению состава смеси и параметров ее (все величины, относящиеся к смеси, обозначены буквами без значков). Веса отдельных идеальных газов в смеси определяются с помощью уравнения Клапейрона. Так для *k*-того компонента

$$G_k = \frac{p_k V_k}{R_k T_k},$$

откуда вес смеси

$$G = \sum_1^n G_k. \quad (b)$$

Весовой состав (относительный) будет:

$$g_k = \frac{G_k}{G}.$$

Зная весовой состав, можно по переходным формулам § 1-5 определить относительный объемный состав (здесь неправильно было бы считать, что $r_k = \frac{V_k}{\sum V}$, так как V_k — не приведенный объем компонента, а действительный) $v_{см}$, $R_{см}$ и т. д.

Для определения параметров получившейся смеси применим к явлению смешения первый закон термодинамики:

$$Q = U - \sum_1^n U_k + AW. \quad (c)$$

Здесь следует под *Q* разуметь подведенное извне количество тепла; *U* — внутренняя энергия смеси; $\sum_1^n U_k$ — сумма внутренних энергий смешиваемых газов; *W* — работа, произведенная газами при смешении. Будем рассматривать случай $Q=0$. Если бы *Q* было отлично от нуля, то последующим расчетом при $v = \text{const}$ подвод тепла можно было бы учесть особо.

При смешении никакой внешней работы газы не совершают, так как

$$V = \sum_1^n V_k,$$

а поэтому

$$W = 0.$$

Таким образом из уравнения первого закона термодинамики имеем:

$$U = \sum_1^n U_k = U_1 + U_2 + U_3 + \dots, \quad (d)$$

т. е.

при смешении газов в их суммарном объеме внутренняя энергия смеси равна сумме внутренних энергий смешиваемых газов.

Это положение относится к смешению любых газов — идеальных и реальных.

Для смеси идеальных газов (при $c_v = \text{const}$)

$$U = G c_{vсм} T,$$

где $c_{vсм}$ — теплоемкость смеси, а T — ее температура. Для каждого компонента имеем:

$$U_k = G_k c_{vk} T_k. \quad (e)$$

Подставляя в формулу (d), получаем:

$$G c_{vсм} T = \sum_1^n G_k c_{vk} T_k,$$

откуда

$$T = \frac{\sum_1^n G_k c_{vk} T_k}{G c_{vсм}}. \quad (f)$$

Если разделить числитель и знаменатель дроби на G , получим

$$T = \frac{\sum_1^n g_k c_{vk} T_k}{c_{vсм}}.$$

Так как по формуле (2-23)

$$c_{vсм} = \sum_1^n g_k c_{vk},$$

то

$$T = \frac{\sum_1^n g_k c_{vk} T_k}{\sum_1^n g_k c_{vk}}. \quad (10-35)$$

Если до смешения $T_1 = T_2 = T_3$, то, как можно усмотреть из формулы (10-35),

$$T = T_1 = T_2 = T_3,$$

т. е.

при смешении газов с одинаковыми температурами в суммарном объеме газов температура смеси получается равной температуре смешиваемых газов.

Последнее очевидно, так как при отсутствии во время смешения теплообмена с внешней средой и работы газа мера средней энергии, приходящейся на одну степень свободы (т. е. температура, бывшая у всех газов одинаковой), измениться не может.

Давление смеси p определится из уравнения Клапейрона:

$$p = \frac{G R_{см} T}{V}. \quad (10-36)$$

По найденному p определяем известным образом парциальные давления газов, образующих смесь.

Легко показать, что давление смеси может быть определено и без предварительного определения температуры смеси. Действительно, подставим в уравнение Клапейрона значение T из формулы (f). Тогда

$$pV = R_{см} \frac{\sum_1^n G_k c_{vk} T_k}{c_{vсм}}.$$

В последнем выражении заменим для всех газов

$$G_k T_k = \frac{p_k V_k}{R_k}.$$

Тогда

$$pV = \frac{R_{см}}{c_{vсм}} \sum_1^n \frac{p_k V_k c_{vk}}{R_k}. \quad (g)$$

Отсюда может быть определено p .

Покажем, что при смешении газов *одинаковой атомности* это выражение может быть упрощено (при $c_v = \text{const}$). Для таких газов

$$\frac{c_v}{R} = \text{idem}.$$

Это вытекает из следующего. По формуле (2-2),

$$c_v = \frac{\mu c_v}{\mu}.$$

Разделим обе части на R . Тогда

$$\frac{c_v}{R} = \frac{\mu c_v}{\mu R}.$$

Но для всех газов

$$\mu R = 848,$$

так что

$$\frac{c_v}{R} = \frac{\mu c_v}{848}.$$

Для газов одинаковой атомности с известной степенью точности (большей для двухатомных и меньшей для трех- и многоатомных) можно принять:

$$\mu c_v = \text{idem},$$

так что в этом случае

$$\frac{c_v}{R} = \text{idem}.$$

Таким образом

$$\frac{c_{vk}}{R_k} = \frac{c_{vсм}}{R_{см}} = \text{idem}.$$

Приняв это во внимание, можно получить из уравнения (g) для газов *одинаковой атомности*:

$$pV = \sum_1^n p_k V_k. \quad (10-37)$$

Если при этом до смешения

$$p_1 = p_2 = p_k,$$

то

$$p = p_k, \quad (10-38)$$

т. е. если до смешения рассматриваемые газы имели одно и то же давление, то *при смешении оно не меняется*.

Необходимо иметь в виду, что как это положение, так и формула (10-37) при смешении газов с разными температурами относятся только к одинаковоатомным газам и при принятии $c = \text{const}$. Однако, нетрудно показать, что условие (10-38) относится к любым газам, если они до смешения по указанной схеме имели одну и ту же температуру. Это положение вытекает, как обратное, из доказательства, сделанного нами в § 1-5 о том, что сумма объемов газов, взятых при условиях смеси, равна объему смеси газа при тех же условиях.

Для определения температуры смеси в случае одинаковоатомных газов формулу (f) можно упростить.

Заменим в формуле (f)

$$G_k T_k = \frac{p_k V_k}{R},$$

$$Gc_{vcM} = \sum_1^n G_k c_{vk}$$

и в последнем

$$G_k = \frac{p_k V_k}{R_k T_k}.$$

Тогда получим

$$T = \frac{\sum_1^n \frac{p_k V_k c_{vk}}{R_k}}{\sum_1^n \frac{p_k V_k c_{vk}}{R_k T_k}}.$$

Для одинаковоатомных газов (при $c_v = \text{const}$)

$$\frac{c_v}{R} = \text{idem}.$$

В этом случае

$$T = \frac{\sum_1^n p_k V_k}{\sum_1^n \frac{p_k V_k}{T_k}}. \quad (10-39)$$

В частном случае, при смешении одинаковоатомных газов, находящихся при одном и том же давлении, на основании формулы (10-38)

$$T_{cm} = \frac{\sum_1^n V_k}{\sum_1^n \frac{V_k}{T_k}} = \frac{V_{cm}}{\sum_1^n \frac{V_k}{T_k}}. \quad (10-40)$$

Схема II. Пусть (фиг. 10-39) к *A* по различным трубам подводятся G_1, G_2, G_3 кг различных газов. Очевидно, что от *A* отходит количество газа

$$G = \sum_1^n G_k.$$

В местах соединения трубопроводов путем дросселирования давление смешиваемых газов понижают до давления смеси, которое, как было сказано выше, должно быть меньше любого из давлений смешиваемых газов и может быть установлено по желанию. Обычно его задают.

Для определения температуры смеси газа, полученного по описанной схеме, применим уравнение первого закона термодинамики

$$Q = U - \sum_1^n U_k + AW;$$

здесь:

U — внутренняя энергия газа после смешения;

$\sum_1^n U_k$ — сумма энергий смешиваемых газов;

W — алгебраическая сумма работ смешиваемых газов и смеси.

При написании уравнения первого закона термодинамики следовало бы учесть и изменение кинетической энергии движения газа при смешении, однако большого значения оно не имеет и им пренебрегают.

Будем полагать

$$Q = 0.$$

Уравнение первого закона можно тогда записать так:

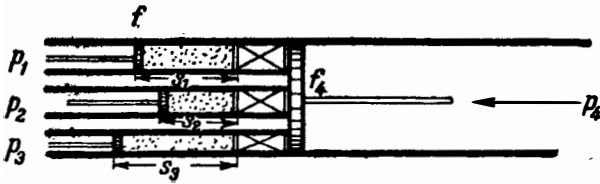
$$0 = Gu - \sum_1^n G_k u_k + AW.$$

Здесь

$$Gu = U,$$

$$\sum_1^n G_k u_k = \sum_1^n U_k.$$

Для определения W рассмотрим только те количества газов, которые образуют G кг смеси. Для этого, как и во всех предыдущих



Фиг. 10-42.

случаях при движении газа, представим себе, что в трубопроводах вместе с газом движутся невесомые поршни, отделяющие рассматриваемые количества от всего остального газа. Последний отбрасываем, заменяя его действующими на поршни силами; это будут силы

$$p_1 f_1; p_2 f_2; p_3 f_3,$$

а для смеси—сила $p f_4$; тогда схема до смешения представится в виде фиг. 10-42, а после смешения, как на фиг. 10-43.

Подсчитаем, какую работу совершил газ, передвигая поршень 4, и какая работа совершена извне над газом при продвижении поршней 1, 2, 3.

Для поршня 4 имеем:

$$W_4 = p f_4 s_4 = pV,$$

а для поршней 1, 2 и 3:

$$\begin{aligned} W_1 &= p_1 f_1 s_1 = p_1 V_1; \\ W_2 &= p_2 f_2 s_2 = p_2 V_2; \\ W_3 &= p_3 f_3 s_3 = p_3 V_3. \end{aligned}$$

Здесь f_1, f_2, f_3 — площади сечений соответствующих поршней;
 s_1, s_2, s_3 — пройденные ими пути;
 V_1, V_2, V_3, V — объемы смешиваемых газов и смеси.

Отсюда результирующая работа газов при смешении

$$W = pV - (p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3).$$

Сумма внутренних энергий газов до смешения, очевидно,

$$\sum_1^n G_k u_k = G_1 u_1 + G_2 u_2 + G_3 u_3.$$

Подставляя найденные значения в уравнение первого закона термодинамики и группируя члены соответствующим образом, получим:

$$0 = Gu + AGpv - [(G_1 u_1 + AG_1 p_1 v_1) + (G_2 u_2 + AG_2 p_2 v_2) + (G_3 u_3 + AG_3 p_3 v_3)],$$

откуда

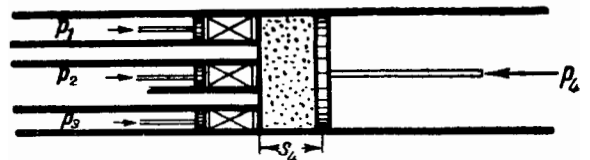
$$0 = (u + Apv)G - [G_1(u_1 + Ap_1 v_1) + G_2(u_2 + Ap_2 v_2) + G_3(u_3 + Ap_3 v_3)]$$

и на основании формулы (3-37)

$$0 = Gi - (G_1 i_1 + G_2 i_2 + G_3 i_3)$$

или

$$Gi = G_1 i_1 + G_2 i_2 + G_3 i_3,$$



Фиг. 10-43.

что можно также записать иначе, а именно:

$$I = I_1 + I_2 + I_3.$$

Для n газов

$$Gi = \sum_1^n G_k i_k, \quad (10-41)$$

или

$$I = \sum_1^n I_k. \quad (10-42)$$

Полученное выражение (10-41) относится к смешению как реальных, так и идеальных газов.

Только для последних при $c = \text{const}$

$$\begin{aligned} i_k &= c_{pk} T_k; \\ i &= c_{pcm} T \end{aligned}$$

и тогда

$$G c_{pcm} T = \sum_1^n G_k c_{kp} T_k;$$

отсюда находим значение температуры T смеси. При $c \neq \text{const}$ надо брать среднюю теплоемкость, и T проще всего находят подбором.

Все остальные величины для смеси (μ_{cm}, R_{cm}, p_k) находят по составу ее.

Схема III. Пусть (фиг. 10-44) в резервуаре имеется газ в количестве G_1 кг; в него поступает G_2 кг другого газа; тогда по первому закону термодинамики получим:

$$Q = U - \sum_1^n U_k + AW. \quad (i)$$

Попрежнему имеем:

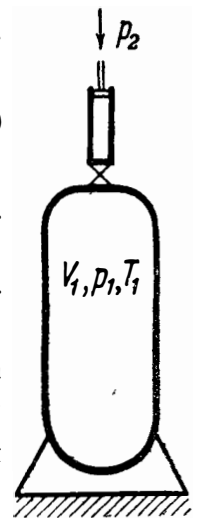
U — внутренняя энергия полученной смеси;

$\sum_1^n U_k$ — внутренняя энергия газов до смешения;

W — алгебраическая сумма работ газов при смешении.

В (i) количество подведенного извне тепла Q считаем равным нулю. Внутренняя энергия смеси после смешения

$$U = (G_1 + G_2)u,$$



Фиг. 10-44.

где u —внутренняя энергия 1 кг смеси.

Внутренняя энергия смешиваемых газов

$$\sum_1^n U_k = G_1 u_1 + G_2 u_2.$$

Для определения работы в процессе смешения пользуемся тем же методом, что и в предыдущем случае смешения; в настоящих условиях газ, поступающий в резервуар, никакой работы не совершает, извне же над ним совершается работа

$$p_2 f_2 s_2 = p_2 V_2 = G_2 p_2 v_2.$$

Отсюда результирующая работа газа при смешении

$$W = 0 - G_2 p_2 v_2 = - G_2 p_2 v_2.$$

Подставляя в (i), получим:

$$0 = (G_1 + G_2) u - (G_1 u_1 + G_2 u_2) - A G_2 p_2 v_2.$$

Раскрывая скобки и группируя члены соответствующим образом, получаем:

$$0 = G_1(u - u_1) + G_2[u - (u_2 + A p_2 v_2)]$$

или

$$0 = G_1(u - u_1) + G_2(u - i_2). \quad (10-43)$$

Эта формула может быть использована для идеальных и для реальных газов.

Для первых подставляем в ней (при $c_v = \text{const}$)

$$u = c_{vсм} T;$$

$$u_1 = c_{v1} T_1;$$

$$i_2 = c_{p2} T_2,$$

откуда и определяется T для смеси; затем уже обычным способом находят p и другие величины. При $c \neq \text{const}$ T определяют подбором.

Смешение реальных газов. В качестве реального газа рассмотрим водяной пар. Для смешения паров применимы общие формулы, ранее выведенные. Здесь, однако, имеют место некоторые особенности чисто расчетного характера. Рассмотрим их.

Схема I. Основными уравнениями здесь будут:

$$V = \sum_1^n V_k$$

и

$$U = \sum_1^n U_k \quad (10-44)$$

(все величины без значков относятся здесь к состоянию после смешения).

Первое из приведенных уравнений дает возможность определить удельный объем смеси, второе — внутреннюю энергию смеси. Этих двух параметров достаточно для определения всех остальных. Применение их к парам дает некоторые отличия в сравнении с газами при решении задач. Это видно в последующих примерах.

Схема II. Здесь смешение производится при движении газов по трубопроводам и соединении последних в один. Основным является уравнение

$$I = \sum_1^n I_k. \quad (10-45)$$

По найденному i для смеси и заданному p находят все остальные параметры (последние лучше всего определяются при помощи i - s -диаграммы, см. примеры).

Схема III. В этом случае смешение происходит в резервуаре постоянного объема, в который подается некоторое количество газа по трубопроводу. Здесь применяется уравнение (10-43)

$$0 = G_1(u - u_1) + G_2(u - i_2). \quad (10-46)$$

При решении задач следует иметь в виду, что в тех случаях, когда в резервуаре имеется пароводяная смесь со значениями паросодержания, приближающимися к нулю (аккумуляторы, барабаны паровых котлов), можно принять внутреннюю энергию такой смеси равной теплосодержанию жидкости, т. е. считать

$$u = i'.$$

Если такого допущения сделать нельзя, необходимо составить уравнение для удельного объема пара после смешения как добавочное к уравнению (10-43). Оба уравнения в этом случае решают подбором.

Пример 10-9. В двух баллонах, соединенных между собой трубой со вставленной в ней задвижкой, имеются в первом $V_1 = 0,5 \text{ м}^3$ CO_2 при $t_1 = 27^\circ\text{C}$ и $p_1 = 3 \text{ атм}$, в другом $V_2 = 1,2 \text{ м}^3$ O_2 при $t_2 = 57^\circ\text{C}$ и $p = 2 \text{ атм}$. Определить относительный состав образующейся смеси (весовой и объемный), газовую постоянную, парциальные давления отдельных газов в смеси, температуру и давление смеси, если открыть задвижку.

Вес CO_2 (значок 1) в смеси составляет:

$$G_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1} = \frac{4 \cdot 10^4 \cdot 0,5 \cdot 44}{848 \cdot 300} = 3,46 \text{ кг}.$$

Вес O_2 (значок 2) в смеси:

$$G_2 = \frac{p_2 V_2}{R T_2} = \frac{3 \cdot 10^4 \cdot 1,2 \cdot 32}{848 \cdot 330} = 4,12 \text{ кг}.$$

Вес смеси

$$G = 3,46 + 4,12 = 7,58 \text{ кг}.$$

Весовой состав

$$g_1 = \frac{3,46}{7,58} = 0,456;$$

$$g_2 = \frac{4,12}{7,58} = 0,544.$$

Объемный состав

$$r_1 = \frac{\frac{g_1}{\mu_1}}{\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2}} = \frac{\frac{0,456}{44}}{\frac{0,456}{44} + \frac{0,544}{32}} = 0,378;$$

$$r_2 = \frac{\frac{g_2}{\mu_2}}{\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2}} = \frac{\frac{0,544}{32}}{\frac{0,456}{44} + \frac{0,544}{32}} = 0,622.$$

Молекулярный вес смеси

$$\mu_{см} = \frac{1}{\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2}} = \frac{1}{0,0275} = 36,4.$$

Газовая постоянная

$$R_{см} = \frac{848}{\mu_{см}} = \frac{848}{36,4} = 23,4 \text{ кгм/кг град.}$$

Определяем температуру смеси. По (10-35)

$$T = \frac{\sum_1^n g_k c_{vk} T_k}{\sum_1^n g_k c_{vk}} = \frac{0,456 \cdot \frac{7}{44} \cdot 300 + 0,544 \cdot \frac{5}{32} \cdot 330}{0,456 \cdot \frac{7}{44} + 0,544 \cdot \frac{5}{32}} = 316^\circ\text{K}.$$

Давление смеси

$$p = \frac{G R_{см} T}{V} = \frac{7,58 \cdot 23,4 \cdot 316}{(0,5 + 1,2)} = 3,3 \text{ ата.}$$

Парциальные давления

$$p_1 = p r_1 = 0,378 \cdot 3,3 = 1,25 \text{ ата;}$$

$$p_2 = p r_2 = 0,622 \cdot 3,3 = 2,05 \text{ ата.}$$

Пример 10-10. По двум трубопроводам подаются к месту смешения за некоторый промежуток времени 1 кг CO₂ при $p=3$ ата и $t=400^\circ\text{K}$ и 1 кг O₂ при $p=2$ ата и $T=300^\circ\text{K}$. Давление смеси устанавливают $p=1$ ата. Определить температуру и удельный объем газа, получающегося при смешении. Принять $c=\text{const}$.

По (10-42)

$$I = \sum I_k = G c_p T;$$

$$I = G_{O_2} c_{pO_2} T_{O_2} + G_{CO_2} c_{pCO_2} T_{CO_2}.$$

Здесь

$$c_p = 0,8 \cdot \frac{7}{32} + 0,2 \cdot \frac{9}{44} = 0,216 \text{ ккал/кг град.}$$

Подставляя в основное уравнение, получаем:

$$5 \cdot 0,216 \cdot T = 4 \cdot \frac{7}{32} \cdot 300 + \frac{9}{44} \cdot 400,$$

откуда

$$T = 320^\circ\text{K}.$$

Газовая постоянная смеси

$$R_{см} = \frac{G_{O_2}}{G} R_{O_2} + \frac{G_{CO_2}}{G} R_{CO_2};$$

$$R_{см} = 0,8 \cdot 26,5 + 0,2 \cdot 19,3 = 25,1 \text{ кгм/кг град.}$$

Удельный объем

$$v = \frac{RT}{p} = \frac{25,1 \cdot 320}{1 \cdot 10^4} = 0,8 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Пример 10-11. Производится смешение $v_1=6$ м³ пара при $p_1=2$ ата и $x_1=0,96$ с $V_2=5$ м³ пара при $p_2=8$ ата и $t_2=220^\circ\text{C}$ в их общем объеме. Определить параметры пара после смешения.

Предварительно определяем параметры состояния каждого из смешиваемых рабочих тел.

Пар, заключенный в объеме $V_1=6$ м³, — влажный пар. Для него удельный объем

$$v_1 = v''_1 x_1 = 0,9016 \cdot 0,96 = 0,865 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Весовое количество этого пара

$$G_1 = \frac{V}{v_1} = \frac{6}{0,865} = 6,94 \text{ кг}.$$

Пар, заключенный в объеме $V_2=5$ м³, — перегретый пар. Для него значение удельного объема находим из таблиц перегретого пара. Для $p_2=8$ ата и $t_2=220^\circ\text{C}$ находим:

$$v_2 = 0,2795 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Весовое количество этого пара

$$G_2 = \frac{V_2}{v_2} = \frac{5}{0,2795} = 17,9 \text{ кг}.$$

Находим удельный объем смеси. Суммарный объем и суммарный вес соответственно составляют:

$$V = V_1 + V_2 = 6 + 5 = 11 \text{ м}^3;$$

$$G = G_1 + G_2 = 6,94 + 17,9 = 24,84 \text{ кг}.$$

Отсюда удельный объем смеси

$$v = \frac{V}{G} = \frac{11}{24,84} = 0,442 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Находим значения внутренней энергии каждого из смешиваемых паров и смеси. Для влажного пара внутренней энергия составляет:

$$u_1 = i_1 - A p_1 v_1 = i'_1 + r_1 x_1 - A v_1 v_1;$$

$$u_1 = 119,9 + 525,9 \cdot 0,96 - \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 0,865}{427} = 585 \text{ ккал/кг}.$$

Для перегретого пара

$$u_2 = i_2 - A p_2 v_2 = 688,9 - \frac{8 \cdot 10^4 \cdot 0,2795}{427} = 636,5 \text{ ккал/кг}.$$

Внутренняя энергия пара после смешения определяется из уравнения (d) § 10-8:

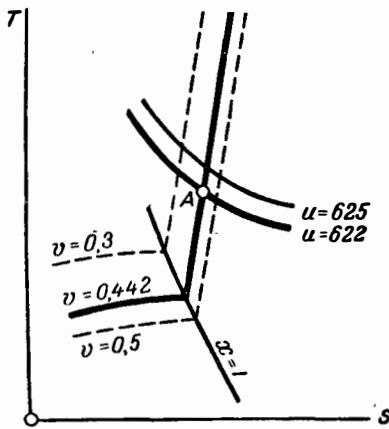
$$u = \frac{G u_1 + G_2 u_2}{G} = \frac{6,94 \cdot 585 + 17,9 \cdot 636,5}{24,84} = 622 \text{ ккал/кг}.$$

По найденным для смеси значениям параметров

$$v = 0,442 \text{ м}^3/\text{кг} \text{ и } u = 622 \text{ ккал/кг}$$

находим в Ts -диаграмме точку A (фиг. 10-45), характеризующую данное состояние, и по ней определяем значения остальных параметров

$$p = 4,7 \text{ ата; } t = 180^\circ\text{C}.$$



Фиг. 10-45.

По положению найденной точки и значениям найденных параметров заключаем, что полученный после смешения пар — перегретый.

Значение теплосодержания определяем из таблиц:

$$i = 672,4 \text{ ккал/кг.}$$

Проверкой для найденных значений p и t может служить значение v . По таблице перегретого пара этим значениям приближенно соответствует

$$v = 0,44 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

С целью проверки определяем также по значениям p , v , и t величину u для смеси:

$$u = i - A_p v = 672,4 - \frac{4,7 \cdot 0,44 \cdot 10^4}{427} = 623,9 \text{ ккал/кг.}$$

что достаточно близко сходится с ранее найденным для u значением:

$$u = 622,0 \text{ ккал/кг.}$$

Пример 10-12. Два трубопровода подают к месту смешения пар различных состояний: по первому из них подается $G_1 = 40 \text{ кг/сек}$ при $p = 6 \text{ ата}$ и $x_1 = 0,96$; по другому подается $G_2 = 10 \text{ кг/сек}$ при $p_2 = 90 \text{ ата}$ и $t_2 = 500^\circ\text{C}$. После смешения и прохождения через диффузор получается пар $p = 8 \text{ ата}$. Определить, какой пар, влажный или перегретый, будет после смешения и найти его параметры i , v , t , u .

Для влажного пара имеем:

$$i_1 = i'_1 + r x_1;$$

$$i_1 = 159,3 + 498,5 \cdot 0,96 = 637,3 \text{ ккал/кг.}$$

Для перегретого пара по табл. III

$$i_2 = 808,2 \text{ ккал/кг.}$$

Теплосодержание пара после смешения определится по формуле (10-41):

$$Gi = G_1 i_1 + G_2 i_2$$

$$i = \frac{40 \cdot 637,3 + 10 \cdot 808,2}{40 + 10} = 671,8 \text{ ккал/кг.}$$

Для параметров смеси

$$p = 8 \text{ ата и } i = 671,8 \text{ ккал/кг}$$

находим в is -диаграмме точку, характеризующую ее состояние. и по ней определяем, что пар после смешения перегретый; температура его

$$t = 188^\circ\text{C.}$$

По таблицам перегретого пара находим для $p = 8 \text{ ата}$ и $t = 188^\circ\text{C}$

$$u = i - A_p v = 671,8 - \frac{8 \cdot 10^4 \cdot 0,258}{427} = 623,2 \text{ ккал/кг;}$$

$$s = 1,616 \text{ ед. энтропии.}$$

Пример 10-13. В аккумулятор, объем которого $V_1 = 6 \text{ м}^3$ (фиг. 10-46), подается пар. До подачи пара давление в аккумуляторе $p_1 = 2 \text{ ата}$; при этом половина объема занята паром, половина — водой. Количество подведенного в аккумулятор пара $G_2 = 200 \text{ кг}$, давление его $p_2 = 12 \text{ ата}$, $x_2 = 0,98$. Определить состояние пара после смешения.

Определяем состояние пара в аккумуляторе до смешения, для чего находим степень сухости x_1 . По определению

$$x_1 = \frac{G_n}{G_n + G_v}, \quad (a)$$

где G_n — вес сухого пара в аккумуляторе;

$G_n + G_v$ — суммарный вес сухого пара и воды, т. е. вес влажного пара в аккумуляторе.

По таблицам насыщенного пара имеем для $p = 2 \text{ ата}$:

$$v' = 0,00106 \text{ м}^3/\text{кг; } v'' = 0,9016 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Так как по условию в аккумуляторе половина объема занята водой, а другая половина паром, то

$$V_n = 3 \text{ м}^3; V_v = 3 \text{ м}^3.$$

Отсюда

$$G_n = \frac{V_n}{v''} = \frac{3}{0,9016} = 3,32 \text{ кг;}$$

$$G_v = \frac{V_v}{v_v} = \frac{3}{0,00106} = 2830 \text{ кг.}$$

Подставляя найденные значения в уравнения (а), находим:

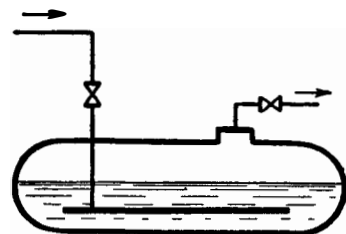
$$x_1 = \frac{3,32}{3,32 + 2830} = 0,001175.$$

С достаточной степенью точности можно принять $x_1 = 0$, т. е. считать, что в аккумуляторе находится вода при температуре кипения, соответствующей $p = 2 \text{ ата}$.

Если такой же расчет произвести для состояния рабочего тела в аккумуляторе после смешения, то получим для степени сухости такое же малое значение, а потому считаем, что и после смешения $x = 0$. Отсюда имеем:

$$u_1 = u'_1 = i'_1 - A p_1 v'_1 \approx i'_1;$$

$$u = u' = i' - A p v' \approx i'.$$



Фиг. 10-46.

Здесь величины со знаком 1 относятся к состоянию до смешения, величины без значков — к состоянию после смешения.

Смешение в аккумуляторе относится к смешению по третьему способу, а потому основное уравнение для него будет (10-43):

$$G_1(u - u_1) = G_2(i_2 - u),$$

откуда

$$u = \frac{G_1 u_1 + G_2 i_2}{G_1 + G_2}. \quad (b)$$

Здесь

$$\begin{aligned} u_1 &\approx i'_1 = 119,9 \text{ ккал/кг}; \\ i_2 &= i'_2 + r x_2; \\ i_2 &= 189,7 + 475 \cdot 0,98 = 654,7 \text{ ккал/кг}; \\ G_1 = G_0 &= 2830 \text{ кг}; \quad G_2 = 200 \text{ кг}. \end{aligned}$$

Подставляя в уравнение (b) получаем:

$$u = \frac{2830 \cdot 119,9 + 200 \cdot 654,7}{2830 + 200} = 155 \text{ ккал/кг}.$$

Так как мы приняли, что $u = i'$, то соответственно найденному значению $i' = 155 \text{ ккал/кг}$ определяем по таблицам насыщенного пара, что давление в аккумуляторе после смешения

$$p = 5,4 \text{ ата}.$$

Пример 10-14. В резервуаре, объем которого $V_1 = 8 \text{ м}^3$, находится пар с параметрами $p_1 = 4 \text{ ата}$ и $x_1 = 0,96$. В него по трубопроводу подано $V_2 = 2 \text{ м}^3$ пара с параметрами $p_2 = 20 \text{ ата}$ и $t = 300^\circ\text{C}$. Определить состояние пара после смешения.

Находим вес пара, находящегося в резервуаре до смешения,

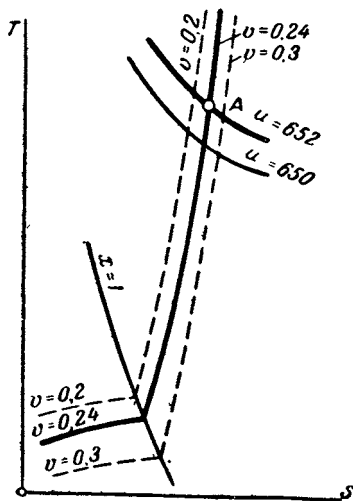
$$G_1 = \frac{V_1}{v_1} = \frac{V_1}{v''_1 x_1} = \frac{8}{0,4706 \cdot 0,96} = 17,7 \text{ кг}.$$

Вес пара, подведенного в резервуар,

$$G_2 = \frac{V_2}{v_2} = \frac{2}{0,1281} = 15,6 \text{ кг}.$$

Удельный объем пара после смешения

$$v = \frac{V_1}{G_1 + G_2} = \frac{8}{17,7 + 15,6} = \frac{8}{33,3} = 0,24 \text{ м}^3/\text{кг}.$$



Фиг. 10-47.

Находим, пользуясь уравнением (10-43), внутреннюю энергию пара после смешения:

$$G_2(i_2 - u) = G_1(u - u_1),$$

откуда

$$u = \frac{G_1 u_1 + G_2 i_2}{G_1 + G_2};$$

здесь

$$\begin{aligned} u_1 &= i_1 - A p_1 v_1 = i'_1 + r x_1 - A p_1 v_1 \\ u_1 &= 143,6 + 509,8 \cdot 0,96 - \frac{4 \cdot 0,4706 \cdot 0,96 \cdot 10^4}{427} = \\ &= 590 \text{ ккал/кг}; \\ i_2 &= 721,3 \text{ ккал/кг}. \end{aligned}$$

Подставляя в основное уравнение, получаем

$$u = \frac{17,7 \cdot 590 + 15,6 \cdot 721,3}{17,7 + 15,6} = 652 \text{ ккал/кг}.$$

По найденным параметрам пара $v = 0,24 \text{ м}^3/\text{кг}$ и $u = 652 \text{ ккал/кг}$ находим в Ts -диаграмме точку, характеризующую это состояние (фиг. 10-47), и по ней значения параметров

$$p = 10 \text{ ата} \text{ и } t = 260^\circ\text{C},$$

по которым из таблиц перегретого пара получаем:

$$i = 707,7 \text{ ккал/кг}.$$

Для проверки найденных параметров определяем u :

$$u = i - A p v = 707,7 - \frac{10 \cdot 0,24 \cdot 10^4}{427} = 651,4 \text{ ккал/кг},$$

что близко подходит к найденному ранее значению.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 10-16. Два резервуара соединены трубой, на которой имеется задвижка. В одном из них объемом $V_1 = 2,5 \text{ м}^3$ находится газ O_2 при $p = 5,4 \text{ ата}$ и $t = 80^\circ\text{C}$. В другом резервуаре, объем которого $V_2 = 4 \text{ м}^3$ находится аммиак, давление его $p_2 = 4,0 \text{ ата}$ и температура $t_2 = 20^\circ\text{C}$. Определить состав газа после смешения, его параметры и парциальное давление каждого из газов. Теплоемкость считать величиной постоянной.

Задача 10-17. По двум трубопроводам к месту смешения подается $V_1 = 8 \text{ м}^3/\text{сек}$ газа метана при $p_1 = 4 \text{ ата}$, $t_1 = 50^\circ\text{C}$ и $V_2 = 4 \text{ м}^3/\text{сек}$ кислорода при $p_2 = 2 \text{ ата}$, $t_2 = 60^\circ\text{C}$. В месте смешения получается смесь этих газов при $p = 1,5 \text{ ата}$. Определить параметры газа после смешения. Теплоемкость считать величиной постоянной.

Задача 10-18. В резервуаре, объем которого $V_1 = 5 \text{ м}^3$, содержится газ аммиак при $p = 1,4 \text{ ата}$ и $t = 40^\circ\text{C}$. По трубопроводу в резервуар подается $V_2 = 1,5 \text{ м}^3$ азота при $p = 12 \text{ ата}$ и $t = 100^\circ\text{C}$. Определить состав газа после смешения и его параметры. Теплоемкость считать величиной постоянной.

Задача 10-19. Смешано 12 кг пара, параметры которого $p_1 = 3 \text{ ата}$, $x = 0,98$, и 6 кг пара с параметрами $p_2 = 4 \text{ ата}$, $t = 240^\circ\text{C}$, в их общем объеме. Определить параметры пара, получившегося от смешения.

Задача 10-20. Смешано $V_1 = 4,0 \text{ м}^3$ пара, состояние которого $p_1 = 20 \text{ ата}$, $t_1 = 300^\circ\text{C}$ с $V_2 = 6 \text{ м}^3$ пара, параметры которого $p_2 = 18 \text{ ата}$, $x = 0,8$ в их суммарном объеме.

Определить состояние пара после смешения.

Задача 10-21. К месту смешения подходят три трубопровода: по первому подается пар с параметрами $p_1 = 20 \text{ ата}$, $t_1 = 300^\circ\text{C}$, по второму $p_2 = 14 \text{ ата}$, $x_2 = 0,96$, по третьему $p_3 = 16 \text{ ата}$, $x_3 = 0,94$. Количество подаваемого пара соответственно: $G_1 = 3 \text{ кг/сек}$, $G_2 = 4 \text{ кг/сек}$, $G_3 = 8 \text{ кг/сек}$. Определить состояние пара после смешения, если давление его устанавливается $p = 12 \text{ ата}$.

Задача 10-22. Два трубопровода подают к месту смешения пар следующих состояний: $p_1 = 20 \text{ ата}$, $x_1 = 0,98$ и $p_2 = 18 \text{ ата}$, $x_2 = 0,99$. Количество смешиваемых паров соответственно: $G_1 = 5 \text{ кг/сек}$ и $G = 8 \text{ кг/сек}$. Определить состояние пара после смешения, если давление его устанавливается $p = 2 \text{ ата}$.

Задача 10-23. В аккумулятор, емкость которого $V_1 = 8 \text{ м}^3$, подается пар. Начальное давление пара в аккумуляторе $p_1 = 1,5 \text{ ата}$, причем 60% объема занято паром, а 40% водой. Количество подведенного в аккумулятор пара $G_2 = 400 \text{ кг}$; параметры подведенного пара $p_2 = 10 \text{ ата}$, $x_2 = 0,98$. Определить состояние пара в аккумуляторе после смешения.

Задача 10-24. В резервуаре емкостью $V_1 = 10 \text{ м}^3$ находится пар, параметры которого $p_1 = 2 \text{ ата}$, $x_1 = 0,98$. По трубопроводу в резервуар подается $V_2 = 4 \text{ м}^3$ пара с параметрами $p_2 = 20 \text{ ата}$ и $t_2 = 300^\circ\text{C}$. Определить состояние пара после смешения.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

11-1. ЦИКЛ ОТТО

Тепловые двигатели — это машины, служащие для превращения тепловой энергии в механическую; они различаются между собой прежде всего по месту сообщения тепла топливу рабочему телу. В некоторых из них сообщение тепла рабочему телу происходит в отдельном агрегате — паровом котле и затем уже рабочее тело направляется в двигатель, где и происходит превращение тепловой энергии в механическую. В других двигателях сообщение тепла и превращение его в механическую энергию происходит в одном и том же месте — в цилиндре двигателя, вследствие чего они и получили название — *двигателей внутреннего сгорания*. (Исторически сложилось так, что это название относится к двигателям поршневого типа. Рассматриваемые в следующей главе двигатели турбинного типа, хотя и в них сгорание происходит внутри двигателя, называются газовыми турбинами.)

Двигатели внутреннего сгорания работают на жидком и газообразном топливе. Вследствие конструктивных трудностей до настоящего времени не удалось построить двигатель внутреннего сгорания, в котором сообщение тепла происходило бы при постоянной температуре, а также и осуществить в двигателе отнятие тепла по изотерме, поэтому выполняемые двигатели внутреннего сгорания не работают по циклу Карно, относительно которого нами было установлено, что он обладает для заданных условий максимальным термическим к. п. д. (имеется в виду обобщенный цикл Карно). Сообщение тепла в поршневых двигателях внутреннего сгорания, т. е. сгорание топлива, происходит при постоянном объеме или при постоянном давлении, или частично —

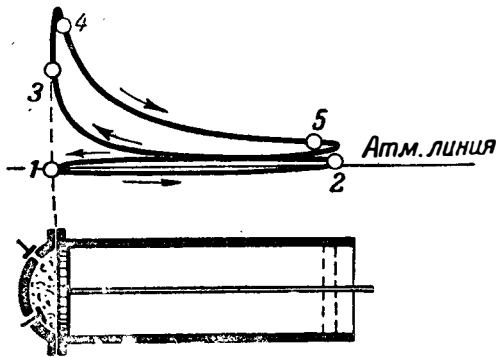
при постоянном объеме, частично — при постоянном давлении. Каждый из этих способов имеет свои преимущества и недостатки.

Исходя из этого, по способу сгорания топлива различают *цикл Отто*, в котором сгорание происходит при постоянном объеме, *цикл Дизеля* со сгоранием при постоянном давлении и *цикл Сабатэ*, в котором совмещаются оба способа сгорания.

Рабочий процесс двигателя проще всего проследить по диаграмме, представляющей собой кривую изменения давления в цилиндре двигателя за цикл. Эту диаграмму снимают с работающего двигателя при помощи специального прибора — *индикатора*, который автоматически вычерчивает кривую давления рабочего тела при изменении положения поршня. Такая диаграмма называется *индикаторной диаграммой*. На фиг. 11-1 представлена индикаторная диаграмма двигателя, работающего по циклу Отто, а под ней — схематический разрез цилиндра двигателя с поршнем; в крышке цилиндра имеются всасывающий и выхлопной клапаны.

Рассмотрим рабочий процесс такого двигателя.

При ходе поршня от крайнего левого положения в крайнее правое (фиг. 11-1) в цилиндр засасывается горячая смесь, состоящая из воздуха и горючего газа. Процесс этот изобразится на диаграмме линией 1-2, которая проходит несколько ниже атмосферной линии вследствие некоторого дросселирования смеси во всасывающем клапане. В точке 2 всасывающий клапан закрывается, и доступ горючей смеси прекращается; при обратном ходе поршня происходит сжатие горючей смеси. Процесс сжатия протекает по кривой 2-3,



Фиг. 11-1.

Когда поршень еще не дошел до крайнего левого положения, в точке 3 происходит воспламенение горючей смеси от постороннего источника (магнето). Сгорание происходит очень быстро, в точке 4 можно считать его законченным. При сгорании выделяется тепло, повышающее температуру образовавшихся здесь продуктов сгорания; давление их при этом значительно повышается. Затем начинается движение поршня вправо; при этом происходит расширение газа, сопровождающееся понижением давления. На диаграмме этому соответствует кривая 4-5. В точке 5, когда поршень находится недалеко от крайнего правого положения, открывается выхлопной клапан и давление понижается почти до атмосферного. Цилиндр в это время заполнен отработавшим газом. При дальнейшем ходе поршня — от крайнего правого до крайнего левого — происходит выталкивание газов из цилиндра; вследствие некоторого сопротивления, возникающего в выхлопном клапане, выталкивание происходит при давлении, несколько большем атмосферного.

Вследствие наличия высоких температур в цилиндре двигателя приходится интенсивно охлаждать цилиндр, чаще всего водой; таким образом между стенками цилиндра и газом происходит все время теплообмен.

Из рассмотренного видно, что цикл совершается за четыре такта (хода поршня) или два оборота вала двигателя. Поэтому такие двигатели называют *четырёхтактными*; продувку продуктов сгорания и подачу горючей массы можно осуществить специальным насосом; в этом случае не будет тактов всасывания и выталкивания, и весь цикл будет состоять из двух тактов; такой двигатель называют *двухтактным*.

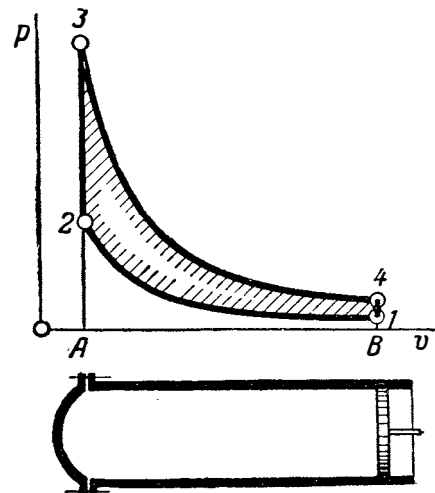
Из описания цикла Отто мы видим, что он не является замкнутым; продукты сгорания

выбрасываются из цилиндра и последний заполняется свежей смесью. Кроме того, он не является и обратимым циклом; здесь имеются налицо все признаки необратимости — сгорание (реальное, а не такое, как описано в § 6-3), конечная скорость поршня, теплообмен при конечной разности температур и т. д. Кривые расширения и сжатия здесь — политропы.

Анализ такого цикла с термодинамической точки зрения невозможен. Поэтому в термодинамике рассматривают не действительный, а *идеальный* цикл. Этот цикл замкнут, для чего предполагается, что цилиндр двигателя (фиг. 11-2) заполнен постоянной порцией рабочего тела (идеальным газом). Тогда цикл будет протекать следующим образом: процесс 1-2 — сжатие рабочего тела; 2-3 — подвод к нему извне тепла; 3-4 — расширение и 4-1 — отвод тепла от рабочего тела. Очевидно, что здесь отсутствует процесс всасывания и выталкивания.

Для возможности термодинамического анализа цикл должен быть обратимым. Для этого при работе должны отсутствовать такие явления, как трение, лучеиспускание, удары и пр., нарушающие обратимость. Машина, так работающая, называется *идеальной машиной*.

Как было уже указано, подвод тепла в таксм цикле должен осуществляться не путем сгорания (это было бы также нарушением обратимости), а сообщением его извне. Здесь он осуществляется в процессе 2-3, и для того, чтобы этот подвод тепла был обратимым, надо предположить бесконечный ряд источников тепла, отличающихся между собой на бесконечно малую разность температур. То же нуж-



Фиг. 11-2.

но сказать и об отводе тепла. Здесь (процесс 4-1) нужно предположить бесконечный ряд холодных источников тепла. Наконец, весь цикл должен протекать бесконечно медленно.

Кривые, которые составляют полученный нами обратимый замкнутый процесс, соответствуют ранее изученным частным случаям изменения состояния газа. Построенная таким образом диаграмма уже является не индикаторной диаграммой двигателя, а *p-v*-диаграммой цикла, по которому и работает идеальный двигатель.

Так как в идеальном цикле нет никакого теплообмена с внешней средой, кроме как с источниками тепла, то процессы 1-2 и 3-4—адиабатические: первый—сжатия, второй—расширения.

Процесс сгорания в действительном двигателе происходит почти мгновенно, и объем при этом меняется очень мало; поэтому подвод тепла рассматривается как проходящий при $v = \text{const}$, также и отвод тепла принимается при $v = \text{const}$.

К изображенному на фиг. 11-2 циклу можно применить все уравнения и формулы, выведенные для обратимых процессов, а для рабочего тела пользоваться уравнением состояния $p v = R T$. Поэтому такой цикл легко поддается аналитическому расчету. Переход от расчетных данных, полученных для этого идеального цикла, к действительным производится при помощи эмпирических коэффициентов (см. § 11-5).

Определим термический к. п. д. цикла Отто, для чего подсчитаем количества подведенного и отведенного за цикл тепла. Тепло подводится в процессе $v = \text{const}$ (на диаграмме процесс 2-3); на 1 кг газа получим:

$$q_1 = |c_v|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2).$$

Отводится тепло в процессе 4-1; на 1 кг

$$q_2 = -|c_v|_{T_1}^{T_4} (T_1 - T_4) = |c_v|_{T_1}^{T_4} (T_4 - T_1)$$

(знак минус взят для получения абсолютно-го значения отводимого количества тепла).

Таким образом термический к. п. д. цикла Отто

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{|c_v|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2) - |c_v|_{T_1}^{T_4} (T_4 - T_1)}{|c_v|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2)}.$$

Принимая $c_v = \text{const}$, что делается для того, чтобы выявить главные факторы, влияющие на к. п. д., получаем:

$$\eta_t = \frac{(T_3 - T_2) - (T_4 - T_1)}{T_3 - T_2}$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (a)$$

Как видно будет далее, чрезвычайно важной характеристикой экономичности цикла является отношение

$$\frac{v_1}{v_2} = \epsilon,$$

указывающее, во сколько раз сжато перед подводом тепла рабочее тело. Это отношение называют *степенью сжатия* и обозначают греческой буквой ϵ .

Представим η_t в функции ϵ .

Для этого преобразуем выражение (a) следующим образом: адиабата расширения дает

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k-1}.$$

Из адиабаты сжатия имеем:

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

по условию цикла

$$\begin{aligned} v_4 &= v_1; \\ v_3 &= v_2. \end{aligned}$$

Таким образом

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1},$$

или по правилам сложной пропорции:

$$\frac{T_3 - T_2}{T_4 - T_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Подставляя в выражение (a), получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\frac{T_2}{T_1}}.$$

Заменяя отношение $\frac{T_2}{T_1}$ из выражения (b),

получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}}. \quad (c)$$

Таким образом

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (11-1)$$

Выведенное выражение термического к. п. д. цикла показывает его зависимость от степени сжатия. С увеличением степени сжатия термический к. п. д. цикла Отто увеличивается, и наоборот.

В двигателях, работающих по циклу Отто, увеличению степени сжатия ставит предел температура воспламенения смеси; сжатие должно происходить таким образом, чтобы не произошло самовоспламенения смеси, так как преждевременное зажигание смеси может привести к поломке двигателя. Бедные смеси, т. е. такие, в которых содержание горючего невелико, имеют большие температуры воспламенения; они допускают и большие степени сжатия. Соответственно этому термический к. п. д. двигателей, работающих по циклу Отто, можно повысить, работая на бедных смесях. Температура воспламенения зависит также от свойств самого топлива. В циклах Отто степень сжатия в среднем составляет $\epsilon = 4 : 6$.

Площадь диаграммы цикла $1-2-3-4-1$ (фиг. 11-2) измеряет количество полезной работы, полученной за цикл; работу расширения измеряет площадь $A-3-4-B-A$; работу сжатия — площадь $A-2-1-B-A$. Полезная работа получится как разность абсолютных значений этих работ.

На фиг. 11-3 показана диаграмма Ts для цикла Отто, причем 1 — точка цикла, соответствующая той же точке в диаграмме pv . Процесс адиабатического сжатия изображается прямой, параллельной оси ординат. Процесс сгорания идет по изохоре — логарифмической кривой $2-3$. Процесс расширения изображается адиабатой $3-4$ до пересечения ее с изохорой $1-4$. Если продолжить адиабату $1-2$ и $3-4$ до пересечения с осью абсцисс, то площади, ограниченные кривыми процессов, крайними орди-

натами и осью абсцисс, будут измерять количества тепла, участвующие в процессах. Подвод тепла происходит по кривой $2-3$, таким образом площадь $A-2-3-B-A$ измеряет количество тепла, подведенное к газу от горячего источника за цикл; отведенное в холодный источник тепло измеряется площадью $A-1-4-B-A$. Таким образом количество тепла, перешедшее в полезную работу, может быть измерено площадью диаграммы $1-2-3-4-1$.

Покажем в диаграмме Ts , как влияет степень сжатия на термический к. п. д. цикла. На фиг. 11-4 изображены два цикла: $1-2-3-4-1$ и $1-2'-3'-4-1$, причем во втором — степень сжатия больше, чем в первом (это видно по тому, что температура конца сжатия выше: $T_2' > T_2$). Буквы a, b, c измеряют площади, в которых они стоят. Тогда к. п. д. цикла $1-2-3-4-1$

$$\eta_1 = \frac{(b+c)-c}{b+c} = 1 - \frac{c}{b+c}. \quad (d)$$

Для цикла $1-2'-3'-4-1$

$$\eta_2 = \frac{(a+b+c)-c}{a+b+c} = 1 - \frac{c}{a+b+c}. \quad (e)$$

Сравнивая формулы (d) и (e) видим, что

$$a + b + c > b + c,$$

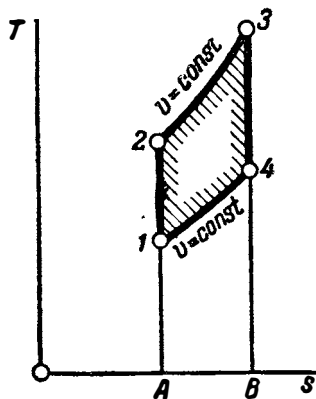
а потому и

$$\eta_2 > \eta_1.$$

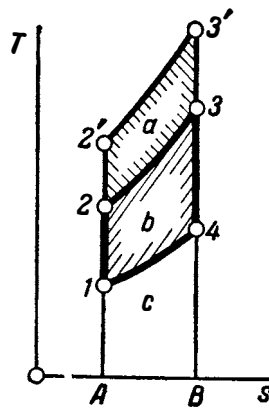
Сравним аналитически термические к. п. д. циклов Отто и Карно, если оба взяты для одних и тех же крайних температур.

На фиг. 11-5 цикл $1-2-3-4-1$ — цикл Отто и цикл $1-5-3-6-1$ — цикл Карно. К. п. д. цикла Отто

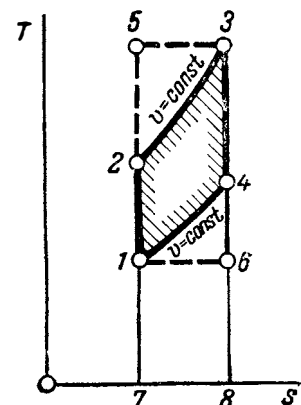
$$\eta_{Otto} = 1 - \frac{1}{\epsilon_0^{k-1}}, \quad (f)$$



Фиг. 11-3.



Фиг. 11-4.



Фиг. 11-5.

где ϵ_0 —степень сжатия в цикле Отто; к. п. д. цикла Карно для принятых обозначений:

$$\eta_{тК} = \frac{T_3 - T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_1}{T_3}. \quad (g)$$

Найдем отношение $\frac{T_3}{T_1}$. Из адиабаты сжатия имеем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \epsilon_0^{k-1}. \quad (i)$$

Изохора 2-3 дает соотношение

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda. \quad (k)$$

(Отношение $\frac{p_3}{p_2}$ показывает увеличение давления при сгорании и обозначается λ).

Перемножив выражения (i) и (k), получаем:

$$\frac{T_3}{T_1} = \lambda \epsilon_0^{k-1}.$$

Подставляя это значение в формулу (g), получаем для цикла Карно:

$$\eta_{тК} = 1 - \frac{1}{\lambda \epsilon_0^{k-1}}. \quad (l)$$

Так как всегда

$$\lambda > 1,$$

то в одних и тех же пределах температур

$$\eta_{тК} > \eta_{т0}.$$

Легко показать, что η_t цикла Карно можно также выразить через степень сжатия и в этом случае

$$\eta_{тК} = 1 - \frac{1}{\epsilon_K^{k-1}},$$

где ϵ_K —степень сжатия цикла Карно. При сравнении нужно иметь в виду, что для одних и тех же крайних температур $\epsilon_K > \epsilon_0$.

Сравнительная выгодность циклов Отто и Карно непосредственно видна и из Ts -диаграммы (фиг. 11-5).

И, действительно, для цикла Карно

$$\eta_{тК} = 1 - \frac{\text{пл. } 1-6-8-7-1}{\text{пл. } 7-5-3-8-7}. \quad (m)$$

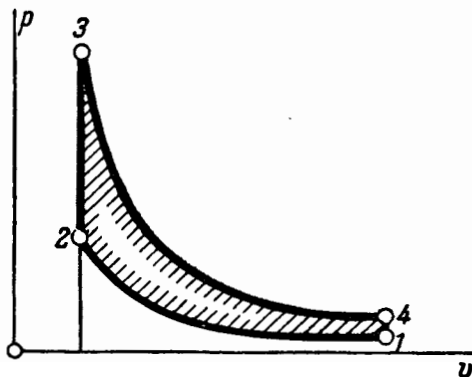
Для цикла Отто

$$\eta_{т0} = 1 - \frac{\text{пл. } 1-4-8-7-1}{\text{пл. } 7-2-3-8-7}. \quad (n)$$

Так как

$$\text{пл. } 1-6-8-7-1 < \text{пл. } 1-4-8-7-1,$$

$$\text{пл. } 7-5-3-8-7 > \text{пл. } 7-2-3-8-7,$$



Фиг. 11-6.

то вычитаемое в формуле (m) меньше, чем в формуле (n), т. е.

$$\eta_{тК} > \eta_{т0}.$$

Прим:р 11-1. В идеальном цикле Отто (фиг. 11-6) определить параметры всех точек, количества тепла, к. п. д., полезную работу, если дано:

$$t_1 = 100^\circ\text{C}; \quad p_1 = 1 \text{ ага}; \quad \epsilon = 6; \quad \lambda = 1,6.$$

Теплоемкость принять постоянной. Рабочее тело—воздух. Расчет ведем на 1 кг рабочего тела.

Точка 1:

$$p_1 = 1 \text{ ага}, \quad T_1 = 100 + 273 = 373^\circ\text{К}.$$

Начальный удельный объем определится из выражения

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

откуда

$$p_1 = \frac{RT_1}{v_1} = \frac{29,27 \cdot (100 + 273)}{1 \cdot 10^4} = 1,09 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

Из выражения

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2} = 6$$

определяем

$$v_2 = \frac{1,09}{6} = 0,182 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Конечная температура сжатия определится из уравнения (3-49):

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = (100 + 273) \cdot 6^{0,4} = 765^\circ\text{К}.$$

Конечное давление сжатия

$$p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = \frac{29,27 \cdot 765}{0,182 \cdot 10^4} = 12,3 \text{ ага}.$$

Точка 3.

Для изохорического процесса имеем:

$$\frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2} = \lambda = 1,6,$$

откуда

$$T_3 = T_2 \cdot 1,6 = 765 \cdot 1,6 = 1225^\circ\text{К}.$$

Конечный удельный объем

$$v_3 = v_2 = 0,182 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Конечное давление

$$p_3 = 12,3 \cdot 1,6 = 19,7 \text{ ата}$$

Точка 4.

Удельный объем

$$v_4 = v_1 = 1,09 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Конечная температура расширения находится из уравнения (3-49):

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = 1225 \cdot \frac{1}{6^{0,4}}.$$

$$T_4 = 600^\circ \text{ К.}$$

Конечное давление

$$p_4 = p_1 \cdot \frac{T_4}{T_1} = 1 \cdot \frac{600}{373} = 1,6 \text{ ата.}$$

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{6^{0,4}} = 0,511.$$

Работа расширения

$$w_1 = \frac{1}{k-1} \left(p_3 v_3 - p_4 v_4 \right);$$

$$w_1 = \frac{10^4}{0,4} (19,7 \cdot 0,182 - 1,6 \cdot 1,09);$$

$$w_1 = 46\,000 \text{ кгм/кг.}$$

Работа сжатия

$$w_2 = \frac{1}{k-1} \left(p_1 v_1 - p_2 v_2 \right);$$

$$w_2 = \frac{10^4}{0,4} (1 \cdot 1,09 - 12,3 \cdot 0,182) = \frac{10^4 \cdot 1,15}{0,4};$$

$$w_2 = -28\,800 \text{ кгм/кг.}$$

Полезная работа

$$w_0 = 46\,000 - 28\,800 = 17\,200 \text{ кгм/кг.}$$

Подведенное количество тепла определяется из уравнения

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) = \frac{5}{28,85} (1225 - 765) = 79,8 \text{ ккал/кг,}$$

а отведенное количество тепла из уравнения

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1) = \frac{5}{28,85} (600 - 373) = 39,4 \text{ ккал/кг.}$$

Отсюда полезное тепло

$$q_0 = 79,8 - 39,4 = 40,4 \text{ ккал/кг.}$$

Термический к. п. д.

$$\eta_t = \frac{79,8 - 39,4}{79,8} = 0,538.$$

(Незначительное расхождение с ранее полученным значением к. п. д. объясняется неточностями вычислений на логарифмической линейке.)

Проверкой решения задачи служит тождество:

$$Aw_0 = q_0$$

$$\frac{1}{427} 17\,200 = 40,4,$$

$$40,3 \approx 40,4.$$

11-2. ЦИКЛ ДИЗЕЛЯ

Отличительной особенностью двигателей внутреннего сгорания, работающих по циклу Дизеля, является сгорание топлива при более или менее постоянном давлении.

Рабочий процесс этих двигателей заключается в следующем (рассматриваем четырехтактный двигатель): при первом ходе 0-1 (фиг. 11-7) в цилиндр двигателя поступает воздух, который следующим, вторым ходом 1-2 сжимается; сжатие производится до такого давления, при котором температура воздуха поднимается выше температуры воспламенения потребляемого топлива; в начале третьего хода 2-3 в цилиндр начинает поступать топливо, которое, попадая в пространство с температурой выше температуры его воспламенения, сгорает; подвод топлива производится при почти постоянном давлении, пока поршень передвигается соответственно точкам 2 и 3, и таким образом происходит постепенно его сгорание; при этом газы, находящиеся в цилиндре, несколько увеличивают свой объем (линия 2-3); по окончании сгорания газообразные продукты сгорания продолжают расширение по кривой 3-4. В конце этого хода открывается выпускной клапан, и давление быстро падает до атмосферного. При следующем, последнем, ходе поршня по линии 4-0 происходит выталкивание продуктов сгорания.

Двигатели внутреннего сгорания, работающие по циклу Дизеля, потребляют жидкое топливо (нефть, масла).

Здесь так же, как и в предыдущем цикле, действительный цикл (на фиг. 11-7 изображена индикаторная диаграмма) заменяется идеальным (фиг. 11-8), в котором работает постоянная порция рабочего тела, т. е. цикл становится замкнутым. Для обратимости выполняются все требующиеся здесь условия. Процессы, по которым происходит цикл, следующие: сжатие 1-2 и расширение 3-4 по адиабате; отвод тепла 4-1 при $v = \text{const}$; подвод тепла, происходящий в действительном двигателе путем постепенного ввода горючего, предполагается в идеальном цикле происходящим при $p = \text{const}$; здесь, так же как и при отводе тепла, предполагается бесконечный ряд источников тепла.

Таким образом идеальный цикл рассматривается как замкнутый обратимый процесс, доступный аналитическому расчету по известным соотношениям.

Определим термический к. п. д. идеаль-

го двигателя, работающего по циклу Дизеля, для чего подсчитаем количество тепла, подведенное и отведенное за цикл. Тепло подводится в процессе $p = \text{const}$ (на диаграмме — процесс 2-3). Имеем:

$$q_1 = |c_p|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2),$$

количество отведенного тепла

$$q_2 = - |c_v|_{T_1}^{T_4} (T_4 - T_1) = |c_v|_{T_1}^{T_4} (T_1 - T_4)$$

[знак (—) поставлен, чтобы получить абсолютное значение количества тепла].

Таким образом, термический к. п. д. идеального двигателя, работающего по циклу Дизеля, составляет:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{|c_p|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2) - |c_v|_{T_1}^{T_4} (T_4 - T_1)}{|c_p|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2)}. \quad (a)$$

Примем $c_p = \text{const}$ и $c_v = \text{const}$. Тогда, разделив в формуле (а) почленно числитель на знаменатель и приняв

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

получим следующее выражение для термического к. п. д.:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Важными характеристиками цикла являются степень сжатия

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2} \quad (11-2)$$

и отношение

$$\frac{v_3}{v_2} = \rho, \quad (11-3)$$

оценивающее расширение рабочего тела при подводе тепла и называемое коэффициентом предварительного расширения.

Выразим термический к. п. д. цикла Дизеля в функции этих коэффициентов. Для этого разделим и умножим числитель дроби на T_1 , а знаменатель — на T_2 , тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{T_4 - T_1}{T_1 - 1}}{\frac{T_3 - 1}{T_2 - 1}} \cdot \frac{T_1}{T_2}. \quad (b)$$

Входящие в выражение (b) отношения температур $\frac{T_4}{T_1}$, $\frac{T_3}{T_2}$ и $\frac{T_1}{T_2}$ преобразуем следующим образом.

Из изохоры 4-1 следует:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1}. \quad (c)$$

Из адиабат расширения 3-4 и сжатия 2-1 имеем:

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k; \quad (d)$$

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k. \quad (e)$$

Деля почленно выражение (d) на выражение (e), получаем:

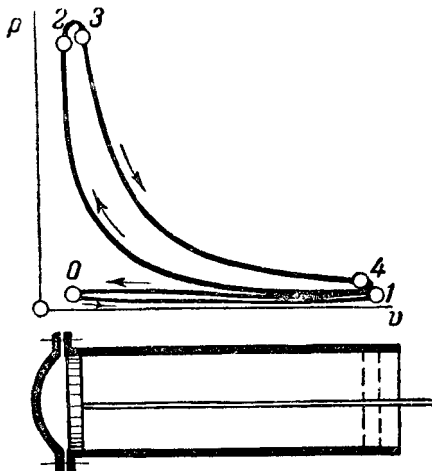
$$\frac{p_4 v_4^k}{p_1 v_1^k} = \frac{p_3 v_3^k}{p_2 v_2^k}.$$

Так как

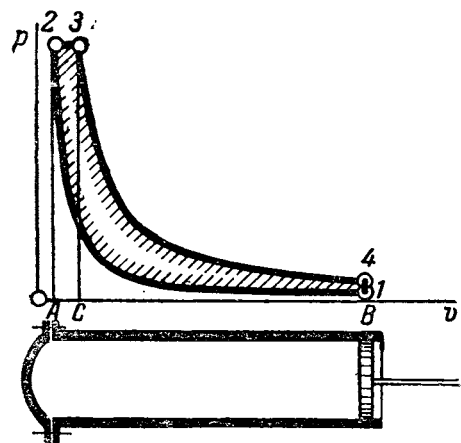
$$p_3 = p_2$$

и

$$v_4 = v_1,$$



Фиг. 11-7.



Фиг. 11-8.

то после сокращения получим:

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k$$

или, приняв во внимание формулу (с),

$$\frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k,$$

что равносильно такому выражению:

$$\frac{T_4}{T_1} = \rho^k.$$

Из изобары 2-3 имеем:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2}$$

или

$$\frac{T_3}{T_2} = \rho.$$

Из адиабаты сжатия 1-2

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

Здесь $\frac{v_1}{v_2} = \epsilon$, так что

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}.$$

Подставляя значения (f), (g) и (i) в формулу (b), получаем окончательное выражение для термического к. п. д. идеального двигателя внутреннего сгорания, работающего по циклу Дизеля:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)\epsilon^{k-1}}. \quad (11-4)$$

Выведенное выражение показывает, что к. п. д. зависит от ρ и ϵ , причем с увеличением ρ к. п. д. уменьшается, а с увеличением ϵ увеличивается.

Степень предварительного расширения ρ зависит от количества подводимого топлива, т. е. от нагрузки двигателя, с увеличением которой увеличивается и ρ . С увеличением нагрузки, т. е. с увеличением ρ , термический к. п. д. двигателя Дизеля уменьшается; так при $k > 1$ всегда

$$\rho^k - 1 > k(\rho - 1).$$

При выборе степени сжатия необходимо руководствоваться температурой воспламенения топлива. Степень сжатия в двигателе Дизеля должна быть такова, чтобы получающаяся при сжатии температура воздуха превысила температуру воспламенения топлива;

верхний предел степени сжатия определяется конструктивными и экономическими соображениями, а именно: рост давления, происходящий при увеличении степени сжатия, приводит к утяжелению двигателя и к увеличению потерь на трение, что не окупается за известными пределами повышением к. п. д.

Полезная работа, полученная за один цикл, измеряется площадью диаграммы 1-2-3-4-1 (фиг. 11-8). Работа расширения w_1 состоит из суммы работ процессов 2-3 и 3-4, так что

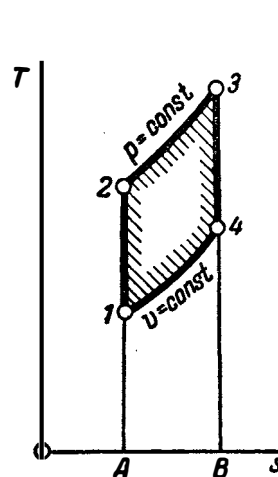
$$w_1 = \text{пл. } A-2-3-C-A + \text{пл. } C-3-4-B-C,$$

(f) где площадь $A-2-3-C-A$ измеряет работу расширения изобарического процесса, а $C-3-4-B-C$ — работу расширения адиабатического процесса. Работа сжатия составляет:

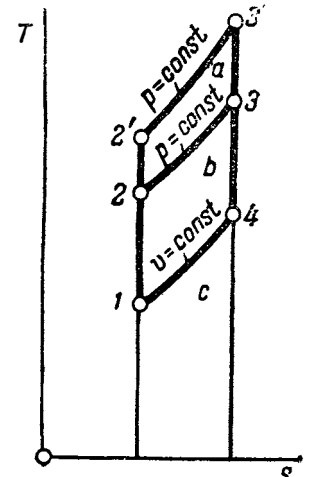
$$w_2 = \text{пл. } A-2-1-B-A.$$

Таким образом, полезная работа получится как разность абсолютных значений этих работ.

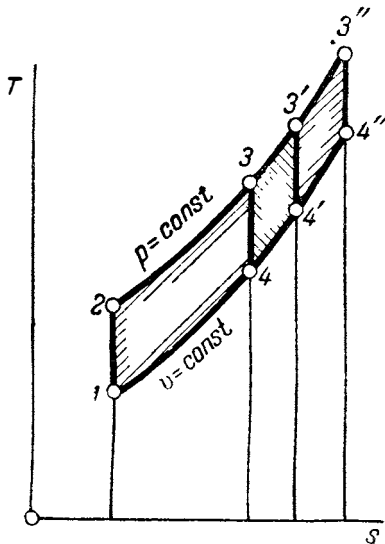
Изобразим цикл Дизеля в Ts -диаграмме. Пусть на фиг. 11-9 1 — точка цикла, соответствующая той же точке в диаграмме $p-v$. Процесс адиабатического сжатия изобразится прямой, параллельной оси ординат, имеющей направление в сторону возрастающих температур. Процесс сгорания при постоянном давлении изобразится логарифмической кривой 2-3. Процесс 3-4 — адиабатическое расширение — представится прямой, параллельной оси ординат, и, наконец, изохора 1-2 изобразится в Ts -диаграмме логарифмической кривой. Площадь $A-2-3-B-A$ измеряет количество теп-
ла, подведенное из горячего источника за



Фиг. 11-9.



Фиг. 11-10.



Фиг. 11-11.

один цикл, площадь $A-1-4-B-A$ —количество тепла, отведенное в холодный источник за цикл; таким образом, площадь $1-2-3-4-1$ измеряет количество тепла, полезно перешедшее в работу.

Термический к. п. д. представится как отношение площадей $1-2-3-4-1$ и $A-2-3-B-A$, т. е.

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } 1-2-3-4-1}{\text{пл. } A-2-3-B-A}.$$

Влияние ϵ и ρ на η_t легко усмотреть и из Ts -диаграммы.

Фиг. 11-10 показывает влияние ϵ . Пусть буквы a, b, c измеряют площадки, в которых они стоят. Тогда для цикла $1-2-3-4-1$ будем иметь:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c}{b+c}.$$

Для цикла $1-2'-3'-4-1$ с большим ϵ

$$\eta'_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c}{a+b+c}.$$

Очевидно, что

$$\eta'_t > \eta_t.$$

Фиг. 11-11 обнаруживает влияние ρ . Так как линия $v=\text{const}$ идет круче, чем $p=\text{const}$, то с увеличением ρ дополнительно подводимое количество тепла используется с меньшим к. п. д. и потому общий η_t должен уменьшаться.

11-3. СРАВНЕНИЕ ЦИКЛОВ ОТТО И ДИЗЕЛЯ

Пусть оба двигателя работают с одинаковыми степенями сжатия; сравним их термические к. п. д. На фиг. 11-12 изображен цикл Дизеля $1-2-3-4-1$ в диаграмме Ts . Наложим на него цикл Отто с тем же значением ϵ . Для возможности сравнения в цикле Отто сделаем то же q_2 , что и в цикле Дизеля, имея в виду, что термический к. п. д. цикла Отто вследствие этого не изменится. Очевидно, цикл Отто в этом случае примет вид $1-2-3'-4-1$. Из Ts -диаграммы имеем (буквы a, b и c измеряют площадки, в которых они стоят):

$$\eta_{tD} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{a}{a+b};$$

$$\eta_{tO} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{a}{a+b+c}.$$

Очевидно, что

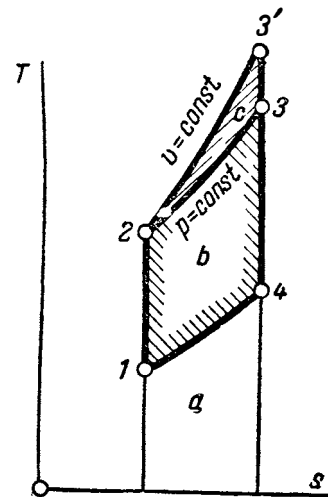
$$\eta_{tO} > \eta_{tD}.$$

Сравнивая эти циклы в $p\upsilon$ -диаграмме (фиг. 11-13), видим, что цикл Отто дает в этом случае больше полезной работы, но эта диаграмма еще не дает оснований для суждения о большей экономичности цикла Отто. Такой вывод может быть сделан только из Ts -диаграммы.

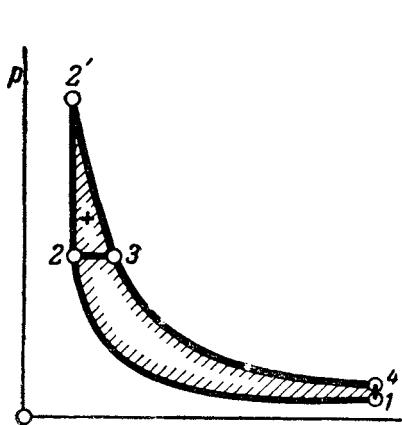
Итак,

при одинаковых степенях сжатия термический к. п. д. цикла Отто больше, чем термический к. п. д. цикла Дизеля.

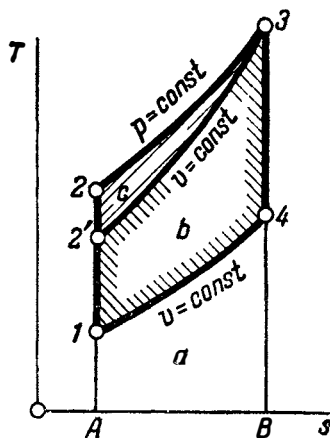
Сравнивая циклы Отто и Дизеля при одинаковых степенях сжатия, мы тем самым сравнили способы сгорания—при постоянном объеме и постоянном давлении. Как видно,



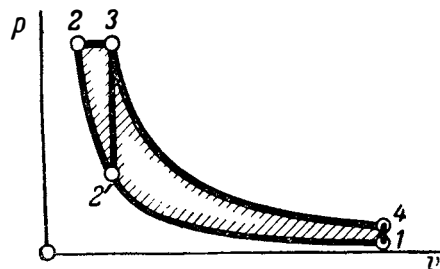
Фиг. 11-12.



Фиг. 11-13.



Фиг. 11-14.



Фиг. 11-15.

первый из них в термическом отношении предпочтительнее.

Однако, в условиях одинаковых степеней сжатия сравнивать эти циклы нельзя, так как второй из них допускает большие степени сжатия. Сравним оба цикла при разных степенях сжатия, но при одинаковых конечных давлениях и температурах, т. е. в условиях одинаковых термических и механических напряжений.

Для этого представим их в Ts - и $p-v$ -диаграммах. Пусть (фиг. 11-14) $1-2-3-4-1$ — цикл Дизеля. Если принять начальную точку для цикла Отто той же, то цикл Отто примет вид $1-2'-3-4-1$; так как по условию у обоих циклов должны быть одинаковые температура и давление, то точка 3 будет общей. Отсюда по характеру Ts -диаграммы $2'-3$ — изохора и $2-3$ — изобара.

Совмещение этих циклов в диаграмме $p-v$ показано на фиг. 11-15, где $1-2-3-4-1$ — цикл Дизеля и $1-2'-3-4-1$ — цикл Отто.

Из Ts -диаграммы усматриваем, что

$$\eta_{tD} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{a}{a+b+c};$$

$$\eta_{tO} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{a}{a+b}.$$

Очевидно, что

$$\eta_{tD} > \eta_{tO},$$

т. е. в этих условиях цикл Дизеля оказывается более выгодным. Как видно из диаграмм, степень сжатия в цикле Дизеля получается в этом случае большей, чем в цикле Отто.

Таким образом,

при одинаковых конечных давлениях и температурах использование тепла в цикле Дизеля выше, чем в цикле Отто.

Сравним оба цикла, если в них только конечные давления достигают одинаковой величины, т. е. в условиях одинаковых механических напряжений. Для возможности сравнения будем исходить из того, что в обоих рассматриваемых циклах количества полезной работы одинаковы. Совмещение этих циклов в $p-v$ -диаграмме в этом случае примет вид, указанный на фиг. 11-16, где площади b и c должны быть равны вследствие принятого условия:

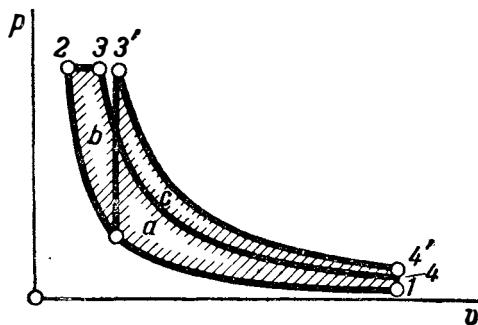
$$a+b = a+c.$$

Изобразим оба цикла в Ts -диаграмме (фиг. 11-17). Ввиду того, что конечные давления у них одинаковы, точка $3'$ должна лежать на изобаре $2-3$, однако точка 3 должна быть левее точки $3'$, что необходимо для того, чтобы площадь $1-2-3-4-1$ была равна площади $1-2'-3'-4'-1$. Сравним получающиеся при этом термические к. п. д. Заметим, что если на фиг. 11-17

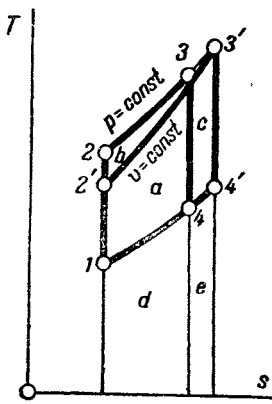
$$a+b = a+c,$$

то и для этой фигуры должно быть

$$b=c.$$



Фиг. 11-16.



Фиг. 11-17.

Имеем для цикла Дизеля:

$$\eta_{tD} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{d}{a+b+d};$$

для цикла Отто:

$$\eta_{tO} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{d+e}{a+c+d+e} = 1 - \frac{d+e}{a+b+d+e}.$$

Известно, что прибавление положительного числа одновременно к числителю и знаменателю правильной дроби увеличивает ее. Отсюда

$$\frac{d+e}{a+b+d+e} > \frac{d}{a+b+d},$$

так что

$$\eta_{tD} > \eta_{tO}.$$

Произведенные сравнения дают основание судить об экономичности того или другого цикла в принятых условиях. Однако, из них еще нельзя делать окончательного вывода о выборе двигателя, так как при этом исходят не только из термических выгод, но и из учета ряда других обстоятельств.

Пример 11-2. Необходимая температура для воспламенения топлива в двигателе Дизеля 800°C. Определить степень сжатия, если $t_1 = 100^\circ\text{C}$. Сжатие считать адиабатическим, $k = 1,4$.

Степень сжатия определяется из уравнения

$$T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1},$$

откуда

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

или

$$\epsilon \geq \left(\frac{800 + 273}{100 + 273} \right)^{2,5} = 2,88^{2,5} = 14,2.$$

Пример 11-3. В идеальном цикле Дизеля определить параметры всех точек, количества тепла, к. п. д. и полезную работу, если дано (фиг. 11-18):

$$t_1 = 47^\circ\text{C}; p_1 = 0,9 \text{ ага}; \epsilon = 12; \rho = 2.$$

Теплоемкость принять постоянной. Рабочее тело — воздух.

Точка 1.
Примем

$$V_1 = 1 \text{ м}^3; p_1 = 0,9 \text{ ага}; T_1 = 47 + 273 = 320^\circ \text{ К}.$$

Точка 2.

Из отношения $\epsilon = \frac{V_1}{V_2} = 12$ определяем

$$V_2 = \frac{V_1}{12} = \frac{1}{12} = 0,0832 \text{ м}^3.$$

Конечная температура адиабатического сжатия определится из уравнения

$$T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1},$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = 320 \cdot 12^{0,4} = 865^\circ \text{ К}.$$

Конечное давление адиабатического сжатия определится из уравнения (3-48):

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = 0,9 \cdot 12^{1,4} = 29,2 \text{ ага}.$$

Точка 3.

Температура T_3 определится из отношения

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{T_3}{T_2},$$

где

$$\frac{V_3}{V_2} = f;$$

$$T_3 = 865 \cdot 2 = 1730^\circ \text{ К}.$$

Объем

$$V_3 = 2 V_2 = 0,0832 \cdot 2 = 0,166 \text{ м}^3;$$

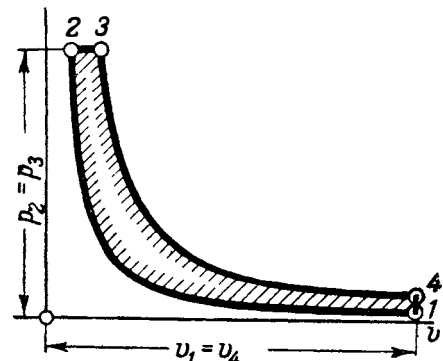
$$p_3 = p_2 = 29,2 \text{ ага}.$$

Точка 4.

$$V_4 = V_1 = 1 \text{ м}^3.$$

Конечная температура адиабатического расширения определится из уравнения (3-49):

$$T_4 = T_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = 1730 \cdot 0,166^{0,4} = 845^\circ \text{ К}.$$



Фиг. 11-18.

* Как в примере № 11-1, можно расчет вести на 1 кг рабочего тела. В этом случае v , находится из уравнения Клапейрона; количества тепла определяются на 1 кг, как в примере 11-1.

Конечное давление расширения можно определить из уравнения (3-48):

$$p_4 = p_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^k = 29,2 \cdot 0,166^{1,4} = 2,38 \text{ ата.}$$

Термический к. п. д. идеального двигателя

$$\eta_t = 1 - \frac{p^k - 1}{k(p-1)\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{2^{1,4} - 1}{1,4(2-1) \cdot 12^{0,4}} = 0,565.$$

Работа расширения

$$W_1 = p_2(V_3 - V_2) + \frac{1}{k-1} (p_3 V_3 - p_4 V_4),$$

$$W_1 = 29,2 \cdot 10^4 (0,166 - 0,08 \cdot 32) + \frac{10^4}{1,4-1} (29,2 \cdot 0,166 - 2,38 \cdot 1),$$

$$W_1 = 86\,200 \text{ кгм.}$$

Работа сжатия

$$W_2 = \frac{1}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{10^4}{1,4-1} (0,9 \cdot 1 - 29,2 \cdot 0,0832) = -38\,200 \text{ кгм.}$$

Полезная работа

$$W_0 = 86\,200 - 38\,200 = 48\,000 \text{ кгм} = 113 \text{ ккал.}$$

Количество подведенного тепла

$$Q_1 = V_n c'_p (T_3 - T_2),$$

где V_n определяется из отношения

$$\frac{p_2 V_2}{T_2} = \frac{p_n V_n}{T_n};$$

$$V_n = \frac{p_2 V_2 T_n}{p_n T_2} = \frac{29,2 \cdot 0,0832 \cdot 273}{865 \cdot 1,0333} = 0,743 \text{ м}^3,$$

так что

$$Q_1 = 0,743 \cdot \frac{7}{22,4} (1730 - 865) = 200 \text{ ккал.}$$

Количество отведенного тепла

$$Q_2 = V_n c'_v (T_4 - T_1) = 0,743 \cdot \frac{5}{22,4} (845 - 320) = 87,0 \text{ ккал.}$$

Полезное тепло

$$Q_0 = 200,0 - 87,0 = 113 \text{ ккал}$$

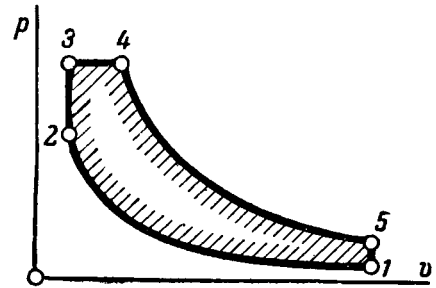
(ср. с полезной работой).

Термический к. п. д.

$$\eta_k = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 0,565.$$

11-4. ЦИКЛ САБАТЭ

Из рассмотрения циклов Отто и Дизеля и сравнения их к. п. д. для различных условий можно заключить, что использование тепла тем лучше, чем больше степень сжатия, а при одной и той же степени сжатия, — если сгорание идет при постоянном объеме. Одна-



Фиг. 11-19.

ко, в этом последнем случае быстро нарастает давление газа, что вызывает большие механические напряжения в металле и ведет к утяжелению двигателя. Поэтому было целесообразно построить цикл таким образом, чтобы сгорание в нем шло сначала при $v = \text{const}$; затем, когда давление дойдет до поставленного предела, продолжить подвод тепла при $p = \text{const}$. Таким образом, в заданном пределе механических напряжений будет использован более выгодный процесс подвода тепла, поскольку это возможно. Так и поступают в цикле Сабатэ. Подвод топлива в нем производится таким образом, что часть его сгорает при постоянном объеме, а другая часть при постоянном давлении. Таким образом он представляет собой комбинирование циклов Отто и Дизеля.

Диаграмма $p-v$ идеального цикла Сабатэ имеет вид, изображенный на фиг. 11-19. Тепло в цикле подводится в процессах 2-3 и 3-4, отводится в процессе 5-1. Термический к. п. д. идеального двигателя

$$\eta_t = \frac{(q_{1v} + q_{1p}) - q_2}{q_{1v} + q_{1p}},$$

где q_{1v} — тепло, подведенное при $v = \text{const}$ (процесс 2-3);

q_{1p} — тепло, подведенное при $p = \text{const}$ (процесс 3-4);

q_2 — тепло, отведенное при $v = \text{const}$ (процесс 5-1),

или

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_{1v} + q_{1p}}. \quad (a)$$

Определим количества тепла в цикле:

$$q_{1v} = |c_v|_{T_2}^{T_3} (T_3 - T_2);$$

$$q_{1p} = |c_p|_{T_3}^{T_4} (T_4 - T_3);$$

$$q_2 = -|c_v|_{T_1}^{T_5} (T_1 - T_5) = |c_v|_{T_1}^{T_5} (T_5 - T_1).$$

Подставляя в формулу (а), получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{|c_v| \frac{T_5}{T_1} (T_5 - T_1)}{|c_v| \frac{T_3}{T_2} (T_3 - T_2) + |c_p| \frac{T_4}{T_2} (T_4 - T_3)}$$

Приняв $c = \text{const}$ и разделив числитель и знаменатель дроби на c_v , находим:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}$$

Для того, чтобы выразить η_t в функции характеристик ϵ, λ и ρ , разделим и умножим числитель полученного выражения на T_1 , а знаменатель на T_2 , тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{T_5}{T_1} - 1}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right) + k\left(\frac{T_4}{T_2} - \frac{T_3}{T_2}\right)} \cdot \frac{T_1}{T_2} \quad (b)$$

Вводим следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_2} = \lambda; \\ \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_1}{v_3} = \epsilon; \\ \frac{v_4}{v_3} = \frac{v_4}{v_2} = \rho. \end{aligned} \quad (11-5)$$

Полученные в выражении к. п. д. отношения температур $\frac{T_5}{T_1}, \frac{T_3}{T_2}, \frac{T_4}{T_2}$ преобразуем следующим образом:

Из изохоры 5-1 имеем:

$$\frac{T_5}{T_1} = \frac{p_5}{p_1}$$

Из адиабат расширения и сжатия получаем две зависимости:

$$\begin{aligned} p_5 v_5^k &= p_4 v_4^k; \\ p_1 v_1^k &= p_2 v_2^k. \end{aligned}$$

Разделив их почленно друг на друга, получаем:

$$\frac{p_5}{p_1} = \frac{p_4}{p_2} \left(\frac{v_4}{v_2}\right)^k$$

Пользуясь введенными обозначениями, находим:

$$\frac{p_5}{p_1} = \lambda \rho^k,$$

так что

$$\frac{T_5}{T_1} = \lambda \rho^k \quad (c)$$

Отношение $\frac{T_3}{T_2}$ можно заменить так:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda. \quad (d)$$

Отношение $\frac{T_4}{T_2}$ преобразуется следующим образом:

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho. \quad (e)$$

Перемножив почленно формулы (d) и (e), получаем:

$$\frac{T_4}{T_2} = \lambda \rho. \quad (f)$$

Отношение $\frac{T_1}{T_2}$ получаем из адиабаты сжатия:

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

Подставляя выражения (c), (d), (f) и (g) в формулу (b), получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \quad (11-6)$$

В предельных случаях, когда

$$\frac{v_4}{v_3} = \rho = 1$$

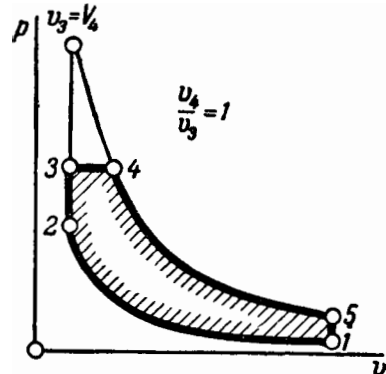
или

$$\frac{p_3}{p_2} = \lambda = 1,$$

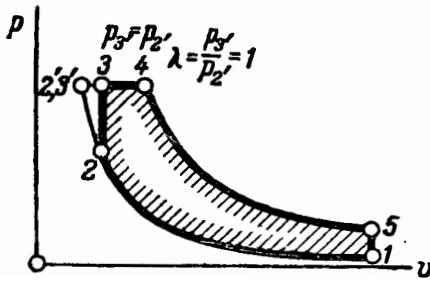
цикл Сабатэ превращается соответственно в цикл Отто или Дизеля (фиг. 11-20 и 11-21). Тогда и (11-6) превращается в к. п. д. соответствующего цикла.

И, действительно, пусть $v_4 = v_3 = v_2$, т. е. (фиг. 11-20)

$$\rho = \frac{v_4}{v_3} = 1.$$



Фиг. 11-20.



Фиг. 11-21.

Подставляя в формулу (11-6), получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}},$$

что представляет собой к. п. д. цикла Отто. При

$$p_2 = p_3 = p_4$$

(фиг. 11-21), т. е. при

$$\frac{p_{3'}}{p_{2'}} = \lambda = 1,$$

к. п. д. Сабатэ дает:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)} \frac{1}{\epsilon^{k-1}},$$

т. е. получаем к. п. д. цикла Дизеля.

Вывод термического к. п. д. был произведен при $c = \text{const}$. Если принять в расчет изменение теплоемкости от температуры, то значения η_t можно подсчитать по количествам тепла, т. е.

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

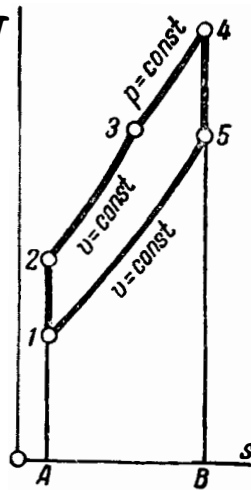
Произведенные подсчеты показывают, что значения η_t в этом случае меньше тех, которые получаются при $c = \text{const}$. Таким образом при упрощении расчета получается некоторая переоценка экономичности двигателя.

Изобразим цикл Сабатэ в Ts -диаграмме. Пусть точка 1 (фиг. 11-22) характеризует начальное состояние рабочего тела. Тогда линия 1-2 есть адиабата сжатия, 2-3 и 3-4 суть линии подвода тепла от верхнего источника, из которых первая — изохора, а вторая — изобара. Линия 4-5 — адиабата расширения и, наконец, 1-5 — линия отнятия тепла. Площадь $A-1-2-3-4-B-A$ измеряет суммарное количество тепла, подведенное к рабочему телу, а площадь $A-1-5-B-A$ — количество отведенного тепла. Площадь, заключенная внутри диаграммы $1-2-3-4-5-1$, измеряет полезное тепло, перешедшее в полезную работу.

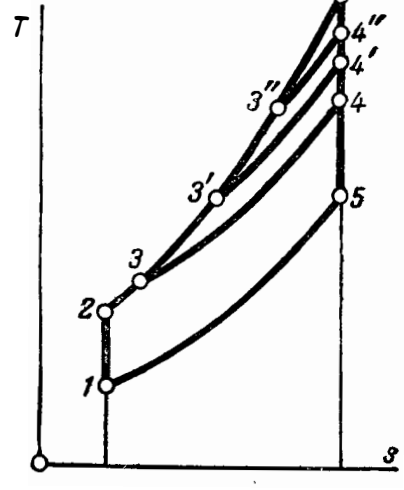
Влияние ϵ , ρ и λ можно усмотреть из Ts -диаграммы; для ϵ и ρ сравнение делается

так же, как это сделано для циклов Отто и Дизеля. Влияние изменения λ видно из фиг. 11-23. Сравнение произведено при одних и тех же q_2 и ϵ . С увеличением λ уменьшается в этом случае ρ и растет η_t . При $\rho = 1$ цикл превращается в цикл Отто и η_t для данных q_2 и ϵ принимает максимальное значение.

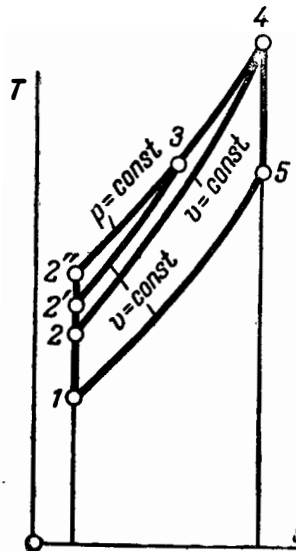
Произведем сравнение рассмотренных циклов Отто, Дизеля и Сабатэ между собой. Исходя из равенства механических и термических напряжений, сравним цикл Сабатэ и Дизеля при одинаковых p и t . Воспользуемся Ts -диаграммой.



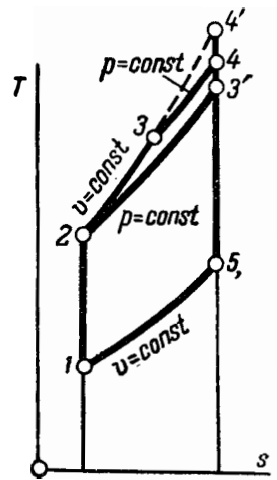
Фиг. 11-22.



Фиг. 11-23.



Фиг. 11-24.



Фиг. 11-25.

На фиг. 11-24 $1-2-4-5-1$ — это цикл Отто, $1-2'-3-4-5-1$ — цикл Сабатэ и $1-2'-4-5-1$ — цикл Дизеля. Все циклы имеют одинаковое q_2 . Разделив q_1 на отдельные площадки, легко установить, написав значения η_i для изучаемых циклов, что в рассматриваемых условиях цикл Дизеля выгоднее цикла Сабатэ и последний выгоднее, чем цикл Отто. При этом наибольшая степень сжатия получается для цикла Дизеля.

Произведем сравнение циклов Дизеля и Сабатэ в условиях одинаковых степеней сжатия. Из фиг. 11-25 имеем: $1-2-3-4-5-1$ — цикл Сабатэ, $1-2-3'5-1$ — цикл Дизеля. Сравнивая их к. п. д., находим, что в этих условиях цикл Сабатэ выгоднее цикла Дизеля. Наиболее выгодным в этих условиях был бы цикл Отто $1-2-4'-5-1$, однако его не имеет смысла сравнивать с остальными, так как он не допускает таких значений для степени сжатия, как циклы Дизеля и Сабатэ.

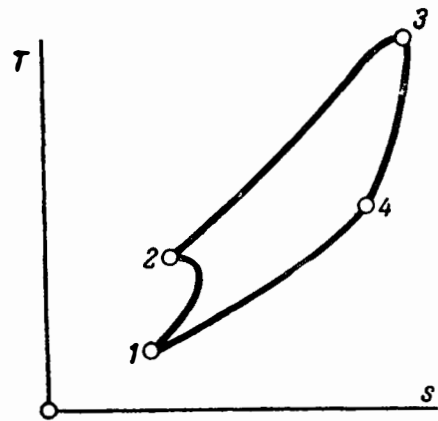
11-5. ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДВИГАТЕЛЯХ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ. ПОТЕРИ. КОЭФФИЦИЕНТЫ. РАСХОД ТОПЛИВА

Процессы превращения тепловой энергии в механическую в действительных двигателях происходят с большим или меньшим отклонением от идеальных процессов. Укажем на наиболее важные отступления.

Прежде всего всасывание газа вследствие потерь на трение при входе происходит при давлении, меньшем атмосферного, а выталкивание продуктов сгорания — при несколько большем, чем атмосферное. Рабочим телом является не идеальный газ, получающий тепло извне, а смесь — продукты сгорания топлив (также обычно рассматриваемые, как идеальные газы), воспринимающие тепло в результате процесса сгорания, протекающего с конечной скоростью, так что подвод тепла не происходит при $v = \text{const}$ или $p = \text{const}$. Сжатие и расширение происходят со значительным отклонением от $s = \text{const}$. Выпуск отработавших газов происходит не в мертвой точке, а с некоторым предварением. Далее, ввиду получающихся высоких температур при сгорании топлив производят охлаждение стенок цилиндра, чаще всего водой, так что между газом и внешней средой происходит теплообмен.

Наконец, имеют место лучеиспускание, теплопроводность, трение в механизмах, удары. Все это отличает действительные циклы и действительные двигатели от идеальных.

Наибольшее влияние на отклонение действительной диаграммы от теоретической оказы-



Фиг. 11-26.

вает охлаждение стенок цилиндра. Вследствие этого даже при отсутствии потерь в самом процессе линии расширения и сжатия в Ts -диаграмме сильно отклоняются от адиабаты. Так, линия расширения вследствие отдачи тепла газом стенкам цилиндра отклоняется влево. Наоборот, линия сжатия вначале отклоняется вправо, так как температура газа, поступающего в цилиндр двигателя, ниже температуры стенок, и поток тепла направлен от стенок к газу; в конце сжатия кривая сжатия может отклониться влево, если температура газа превысит температуру стенок.

На эти изменения цикла накладывается, кроме того, влияние несовершенства самого процесса расширения и сжатия вследствие наличия трения в газе, хотя это обстоятельство в поршневых двигателях внутреннего сгорания играет незначительную роль.

На фиг. 11-26 представлена действительная Ts -диаграмма двигателя Дизеля. Она учитывает и упомянутый ранее теплообмен газа с внешней средой.

Индикаторные диаграммы циклов двигателей внутреннего сгорания значительно отличаются от диаграмм идеальных циклов (фиг. 11-27). Нижняя часть диаграммы представляет отрицательную работу, как результат процессов засасывания и выталкивания, верхняя — работу газа в цилиндре двигателя. Полезная работа в действительном процессе есть разность этих работ.



Фиг. 11-27.

Работа, отнесенная к единице объема, описанного поршнем, измеряет *среднее индикаторное давление*. Поэтому, если обозначить полезную работу действительного цикла через w_i , то среднее индикаторное давление составит:

$$p_i = \frac{w_i}{\Delta v} \quad (11-7)$$

Графически среднее индикаторное давление находят делением площади, измеряющей внутреннюю работу газа, на ход поршня. На фиг. 11-28 среднее индикаторное давление представлено в виде высоты прямоугольника, равновеликого w_i .

Введем коэффициенты, характеризующие работу двигателя внутреннего сгорания.

Уже отмечено, что

$$\frac{A w_0}{q_1} = \eta_t \quad (a)$$

есть термический к. п. д.; здесь w_0 — полезная работа идеального цикла, q_1 — подведенное от верхнего источника тепло.

Внутри цилиндра двигателя имеется ряд потерь; если полезную работу, развиваемую в цилиндре, обозначить w_i , то отношение

$$\frac{w_i}{w_0} = \tau_{oi} \quad (b)$$

называемое *относительным индикаторным к. п. д.*, будет оценивать степень отклонения действительного цикла от идеального. Отношение же

$$\frac{A w_i}{q_1} = \tau_{i\phi} \quad (c)$$

называемое *индикаторным к. п. д.*, оценивает процесс трансформации тепловой энергии в механическую по работе, полученной внутри цилиндра двигателя.

Перемножив формулы (a) и (b) и сравнивая с формулой (c), получаем соотношение:

$$\eta_i = \eta_t \tau_{oi}$$

связывающее индикаторный и термический к. п. д.

Далее, работа, совершенная газом внутри двигателя, за исключением энергии, затраченной на преодоление механических потерь (трение в механизмах двигателя), передается валу и в дальнейшем используется. Полученная на валу работа называется *эффективной работой*. Если обозначить w_e — эффективную работу, то отношение

$$\frac{A w_e}{w_i} = \eta_m \quad (d)$$

называемое *механическим к. п. д.*, учитывает механические потери.

Отношение же

$$\frac{A w_e}{q_1} = \eta_e \quad (e)$$

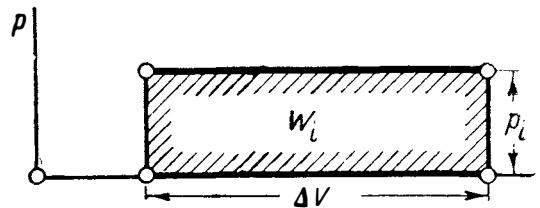
называемое *эффективным к. п. д.*, оценивает процесс преобразования тепловой энергии в механическую по работе, полученной на валу двигателя.

Если перемножить формулы (a), (d) и сравнить с формулой (e), то получим соотношение:

$$\eta_e = \eta_t \tau_{oi} \eta_m \quad (i)$$

связывающее эффективный к. п. д. с термическим.

Если на одном валу с двигателем устанавливается электрический генератор, то отношение работы, полученной на его клеммах, к работе на валу оценивает



Фиг. 11-28.

потери в генераторе оно называется *к. п. д. генератора*:

$$\frac{w_g}{w_e} = \eta_g$$

где w_g — работа, полученная на клеммах генератора. В этом случае отношение

$$\frac{A w_g}{q_1} = \eta_{\phi}$$

называется *электрическим к. п. д.* Очевидно, что

$$\eta_{\phi} = \eta_t \tau_{oi} \eta_m \eta_g \quad (11-8)$$

Эффективная работа двигателя оценивается мощностью, получаемой на валу. Обозначим ее N_e . Пусть имеем в час

$$w_e = N_e;$$

с другой стороны,

$$q_1 = B Q_H^p,$$

где B — часовой расход топлива в кг, а Q_H^p — его низшая теплотворная способность в ккал/кг.

Если N_e взято в квт, получим, подставляя в формулу (e):

$$\eta_e = \frac{860 N_e}{B Q_H^p},$$

откуда часовой расход топлива

$$B = \frac{860 N_e}{Q_H^p \eta_e} \text{ кг/час}, \quad (11-9)$$

а расход топлива на 1 квтч, полученный на валу двигателя, составит:

$$b_e = \frac{B}{N_e} = \frac{860}{Q_H^p \eta_e} \text{ кг/квтч}. \quad (11-10)$$

То же для 1 квтч, получаемого на клеммах генератора:

$$b_g = \frac{B}{N_g} = \frac{860}{Q_H^p \eta_g} \text{ кг/квтч}. \quad (11-11)$$

Если мощность измерена в лошадиных силах, то в предыдущих формулах вместо 860 всюду будет 632,3.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 11-1. Рассчитать идеальный цикл Отто, в котором $q_1 = 100$ ккал/кг, $t_1 = 40^\circ\text{C}$, $p_1 = 1$ ата, $\epsilon = 5$.

Задача 11-2. Рассчитать цикл Дизеля, в котором $q_2 = 80$ ккал/нм³, $t_1 = 50^\circ\text{C}$, $p_1 = 1,0$ ата, $\epsilon = 12$. Теплоемкость принять постоянной.

Задача 11-3. Рассчитать цикл Сабата, в котором $p_1 = 1$ ата, $t_1 = 50^\circ\text{C}$, $\epsilon = 10$, $\lambda = 1,4$, $\rho = 1,7$, $k = 1,4$.

Задача 11-4. Рассчитать цикл Дизеля, в котором $q_1 = 140$ ккал/нм³, $t_1 = 40^\circ\text{C}$, $p_1 = 0,9$ ата, $\epsilon = 14$.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ КОМПРЕССИЯ ГАЗОВ И ПАРОВ

12-1. ПОРШНЕВОЙ КОМПРЕССОР

При осуществлении циклов некоторых двигателей внутреннего сгорания возникает необходимость иметь сжатый воздух. Так, иногда в двигателях внутреннего сгорания Дизеля сжатый воздух используют для подачи топлива в цилиндр и, кроме того, для пуска двигателя; сжатый воздух нужен также в рассматриваемых далее газовых турбинах. Необходимо иметь сжатый газ в холодильных установках (см. далее § 15-1) и в технологических процессах многих производств.

Машины, служащие для сжатия газообразных тел, называются *компрессорами* и выполняются они поршневыми или центробежными. В противоположность ранее описанному компрессору это не машина-двигатель, а машина-орудие; процесс его работы представляет интерес с термодинамической точки зрения.

Поршневой компрессор состоит (фиг. 12-1) из цилиндра *A* с поршнем *B*.

Сжатие газа происходит в цилиндре при взвратно-поступательном движении поршня, который при помощи штока, шатуна и кривошипа связан с валом компрессора (на фигуре не показаны). Вал получает вращательное движение за счет энергии, взятой извне (электрический мотор, привод от какого-либо двигателя).

Для впуска и выпуска газа имеются соответственно впускной *K* и выпускной *L* клапаны.

Рассмотрим и подсчитаем работу идеального компрессора.

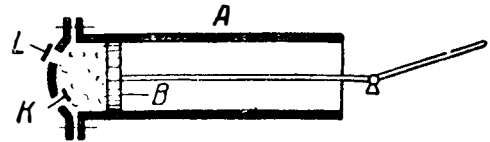
При этом воспользуемся диаграммой (фиг. 12-2), на которой по оси абсцисс будем откладывать объемы *V* газа в цилиндре при различных положениях поршня компрессора в зависимости от давления *p* (ось ординат).

Поршень *B*, выйдя из крайнего левого положения, засасывает газ в цилиндр через клапан *K*; давление газа, поскольку речь идет об идеальном компрессоре, остается постоянным и равным атмосферному давлению. Изменение объема засосанного в цилиндр воздуха в зависимости от давления представится на фиг. 12-2 линией 4-1; эту линию не следует смешивать с процессом $p = \text{const}$, а всю рассматриваемую нами индикаторную диаграмму — с pV -диаграммой. При движении поршня слева направо газ совершает работу, которую можно подсчитать как работу по-

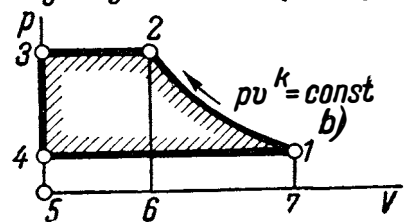
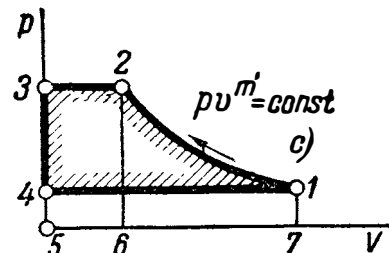
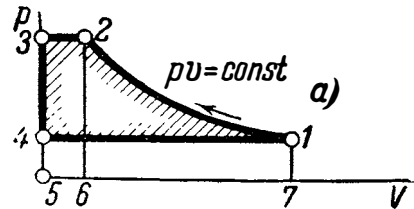
стоянной силы $p_1 f$ на пути s_1 , где p_1 — давление засасываемого газа, f — площадь, а s_1 — путь, пройденный поршнем. Очевидно, эта работа составляет $p_1 f s_1$; исходим изтого, что засосан 1 кг газа; в этом случае

$$f s_1 = v_1,$$

а вся работа составляет $p_1 v_1$. Площадь фигуры 1-4-5-7-1 измеряет эту работу. В дальнейшем газ подвергается сжатию от давления p_1 до давления p_2 , которое может быть произведено изотермически (*a*), адиабатически (*b*) или по политропе (*c*). При практическом выполнении компрессора для охлаждения рабочего тела, находящегося в цилиндре, через рубашку, образованную другим цилиндром, окружающим рабочий цилиндр, пропускают воду. При энергичном охлаждении, небольших размерах цилиндра и малом числе оборотов вала можно добиться того, что сжатие



Фиг. 12-1.



Фиг. 12-2.

будет изотермическим; в противоположных случаях оно приближается к адиабатическому; в полной мере ни того ни другого не достигают и обычно сжатие считают политропическим со значением политропы в пределах

$$k > m > 1.$$

Работа сжатия может быть подсчитана по известным формулам (§ 3-9) для изотермического сжатия:

$$w = RT \ln \frac{v_2}{v_1};$$

для адиабатического

$$w = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2);$$

для политропического

$$w = \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

При подсчете по этим формулам, как для работы сжатия, мы получим отрицательные значения. Графически эту работу измеряет площадь 1-2-6-7-1, в которой линия 1-2 изображает изотерму, адиабату или политропу, в зависимости от обстоятельств сжатия. Следующий процесс — выталкивание сжатого газа, которое производится через клапан L ; давление при этом остается постоянным, а изменение объема может быть представлено линией 2-3. Работа выталкивания может быть подсчитана, как работа постоянной силы $p \cdot f$ на пути s_2 ; так как эта работа совершается внешней силой над газом, то она отрицательная; таким образом, работа выталкивания 1 кг газа составляет $-p_2 f s_2 = -p_2 v_2$. Ее измеряет площадь фигуры 2-3-5-6-2.

Результирующая работа компрессора (ее будем также обозначать w_0) равна алгебраической сумме трех работ и составит для изотермического сжатия:

$$\begin{aligned} w_0 &= p_1 v_1 + RT \ln \frac{v_1}{v_2} - p_2 v_2; \\ w_0 &= RT \ln \frac{v_1}{v_2}, \end{aligned} \quad (12-1)$$

так как

$$p_1 v_1 = p_2 v_2;$$

для адиабатического сжатия:

$$\begin{aligned} w_0 &= p_1 v_1 + \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) - p_2 v_2; \\ w_0 &= \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2); \end{aligned} \quad (12-2)$$

для политропического сжатия:

$$\begin{aligned} w_0 &= p_1 v_1 + \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) - p_2 v_2; \\ w_0 &= \frac{m}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{aligned} \quad (12-3)$$

Подсчет работы по этим формулам будет давать отрицательные значения, и это означает, что работа совершается извне над газом; чтобы получить абсолютные значения работ, надо перед каждой из формул поставить знак —.

Для того, чтобы получить графическое изображение работы компрессора, надо сложить площади 1-2-6-7-1 и 2-3-5-6-2 (фиг. 12-2), имеющие одинаковые знаки, так как они обе измеряют работу *внешней среды* над газом, и вычесть из этой суммы площадь 1-4-5-7-1, измеряющую работу газа. В итоге получим площадь 1-2-3-4-1, которая и измеряет результирующую работу, совершенную извне над газом для его сжатия.

Для того, чтобы сравнить работы сжатия по характеру кривых 1-2, совместим индикаторные диаграммы компрессоров на одном чертеже (фиг. 12-3). На нем линия 1-2 — изотерма, 1-2' — адиабата и 1-2'' — политропа с показателем $k > m > 1$. Из рассмотрения убеждаемся, что изотермическое сжатие требует наименьшей затраты работы.

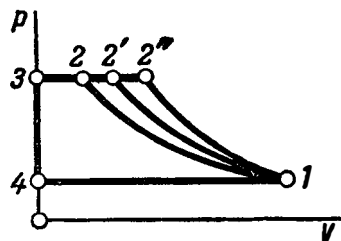
Формуле (12-2) можно придать иной вид. Адиабатическое сжатие выразим формулой (3-52); тогда

$$\begin{aligned} A w_0 &= A p_1 v_1 + (u_1 - u_2) - A p_2 v_2; \\ A w_0 &= (u_1 + A p_1 v_1) - (u_2 + A p_2 v_2) \end{aligned}$$

и по определению энтальпии

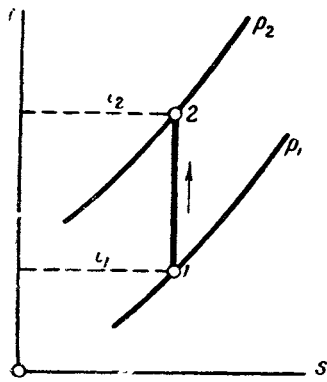
$$A w_0 = i_1 - i_2.$$

Эта формула справедлива как для идеального, так и реального газа; она вместе с тем дает возможность использовать is - и Ts -диаграммы для подсчета работы адиабатического сжатия идеального компрессора. Если имеется is -диаграмма с нанесенными на ней изо-

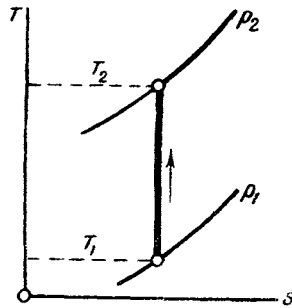


Фиг. 12-3.

барамы и изотермами, то, найдя обычным способом точки, характеризующие начальное и конечное состояния, мы по ним находим значения энтальпий (а по ним работу) и темпе-



Фиг. 12-4.



Фиг. 12-5.

ратуру конечного состояния (фиг. 12-4). На Ts -диаграмме (их применяют в расчетах холодильных устройств) нанесены изобары и линии $i = \text{const}$, и по ним также можно обычным способом вычислить работу компрессора с адиабатическим сжатием (фиг. 12-5).

В Ts -диаграмме абсолютное значение работы, затраченной на сжатие, может быть представлено графически в виде площади. Для адиабатического процесса сжатия идеального газа 1-2 имеем (фиг. 12-6):

$$A w_0 = i_2 - i_1 = c_{pm} T_2 - c_{pm} T_1,$$

где w_0 — абсолютное значение работы.

По смыслу Ts -диаграммы начальное теплосодержание

$$i_1 = c_{pm} (T_1 - 0),$$

как количество тепла в изобарическом процессе, измеряется площадью 3-1-5-3 под изобарой 1-3 (см. объяснение к фиг. 10-23а).

Конечное теплосодержание

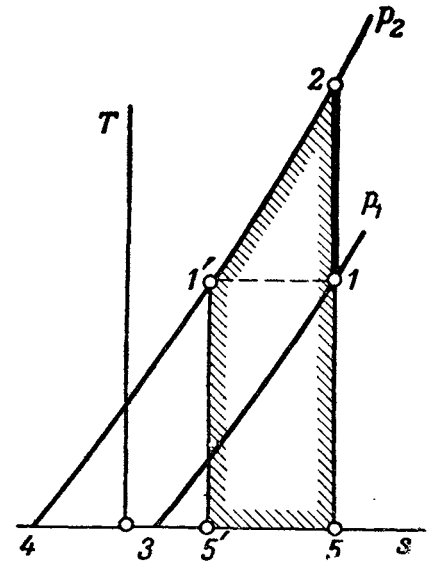
$$i_2 = c_{pm} (T_2 - 0)$$

аналогично измеряется площадью 4-2-5-4. Абсолютное значение работы w_0 может быть измерено площадью 3-4-2-1-3, представляющей разность названных площадей, однако пользоваться этой площадью неудобно; ввиду эквидистантности кривых 1-3 и 2-4 площадь 1-3-5-1 можно заменить равновеликой ей площадью 4-1'-5'-4; произведя теперь вычитание, получим, что работа w_0 компрессора измеряется

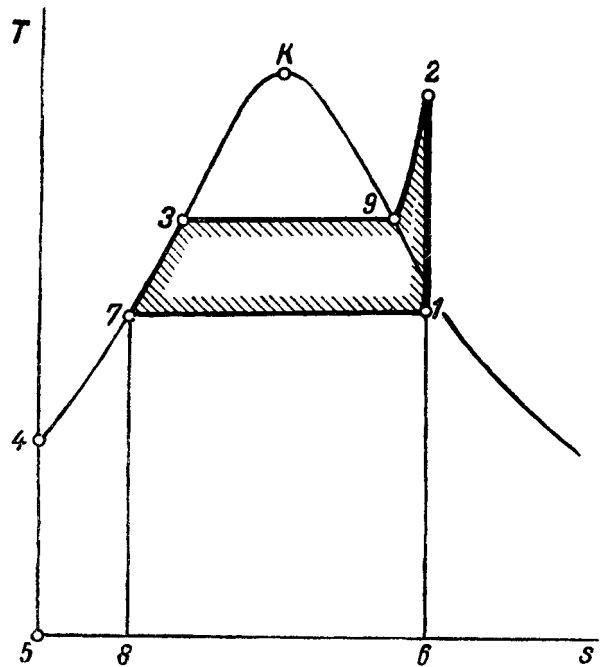
$$\text{пл. } 1'-5'-2-1' = \text{пл. } 4-2-5-4 - 1'-5'-4-1'.$$

Для водяного пара (фиг. 12-7) на основании той же формулы работа компрессора при адиабатическом сжатии

$$A w_0 = i_2 - i_1$$



Фиг. 12-6.



Фиг. 12-7.

графически может быть измерена так: начальное теплосодержание i_1 измеряется площадью 1-7-4-5-6-1, конечное — площадью 2-6-5-4-3-9-2. Разность этих площадей представляет собой площадь 1-7-3-9-2-1, которая и измеряет работу на сжатие в рассматриваемом компрессоре.

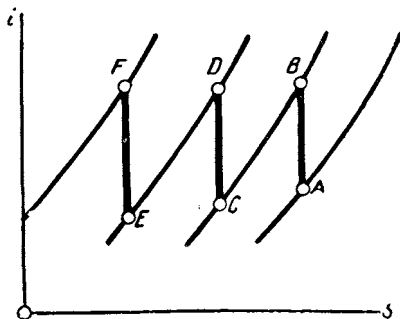
Зная работу сжатия 1 кг газа, можно найти мощность мотора для приведения в действие компрессора. Если производительность реального компрессора G кг/сек, а эффективный к. п. д. компрессора η_k , то мощность мотора на валу составит:

$$N = \frac{G \omega_0}{\eta_k} \text{ кгм/сек.} \quad (12-4')$$

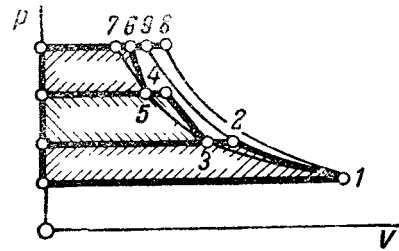
Обычно мощность измеряют в л. с. или кВт; для перевода нужно воспользоваться соотношениями из § 3-1.

Иногда требуется очень высокое сжатие газа с тем условием, однако, чтобы в конечном состоянии воздух был не очень высокой температуры. Добиться этого охлаждением газа в самом цилиндре трудно, в особенности при больших размерах цилиндра. Тогда прибегают к так называемому *промежуточному охлаждению* газа, при котором весь процесс сжатия распределяют на два или несколько цилиндров; при переходе газа из одного цилиндра в другой газ пропускают через специальный резервуар, в котором и производится его охлаждение. Для многоступенчатого компрессора, в котором сжатие происходит по адиабате, процесс в is -диаграмме изображается ломаной линией, состоящей из ряда адиабат и изобар (по которым производится охлаждение), как это показано на фиг. 12-8. На ней AB , CD и EF — процессы сжатия в отдельных ступенях, BC и DE — охлаждение газа в промежуточных охладителях при $p = \text{const}$.

Для политропического сжатия в отдельных ступенях pV -диаграмма компрессора представлена на фиг. 12-9. Обычно стремятся к тому, чтобы охлаждение в промежуточных охладителях было полным, т. е. чтобы из охладителя газ выходил с той же температурой, с которой он поступал в предыдущую



Фиг. 12-8.



Фиг. 12-9.

ступень; таким образом должно быть соблюдено равенство

$$t_1 = t_3 = t_5.$$

Этим определяется расчет промежуточных холодильников. Что касается расчета ступеней сжатия, то здесь основным условием ставится минимум затраты работы на сжатие. Подробное рассмотрение этого вопроса, проводимое в специальных курсах, показывает, что минимум работы получается, если соблюсти такое отношение (оно может быть получено из рассмотрения примера 12-1):

$$x = \sqrt[n]{\frac{p_k}{p_1}}. \quad (12-5)$$

Здесь x — отношение давлений в каждой ступени, которое одинаково для всех ступеней;

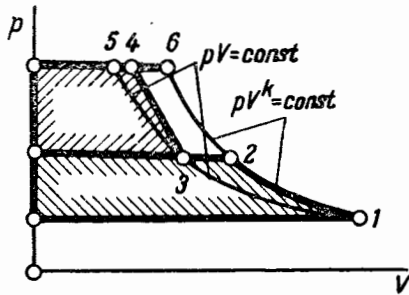
p_1 — давление газа, поступающего в первую ступень;

p_k — давление воздуха, выходящего из последней ступени;

n — число ступеней.

Распределение давлений по формуле (12-5) приводит к тому, что температуры газа по выходе из каждой ступени равны между собой, т. е. $t_2 = t_4 = t_6$. Это легко получить, составив соотношение (3-50) для каждой ступени (пример 12-1). Распределение давлений по формуле (12-5) приводит к равенству работ и количества тепла, отнятых от газа в каждой из ступеней. И то и другое легко подсчитать по известным формулам политропического процесса (см. пример 12-2).

Если бы сжатие (фиг. 12-9) происходило по политропе и было произведено в одном цилиндре, то кривая сжатия была бы представлена линией 1-9, лежащей между адиабатой 1-8 и изотермой 1-7. Из рассмотрения фиг. 12-9 заключаем, что устройство многоступенчатого сжатия приводит к уменьшению работы, и при увеличении числа ступеней приближает процесс сжатия к идеальному по расходу работы изотермическому сжатию.



Фиг. 12-10.

Пример 12-1. В двухступенчатом поршневом компрессоре с адиабатическим сжатием найти наивыгоднейшее давление промежуточной ступени и условие для конечных температур в каждой ступени компрессора. Наилучший эффект в промежуточных охладителях определяется условием (фиг. 12-10):

$$t_1 = t_3 = t_5, \quad (a)$$

т. е. линия 1-5 должна быть изотермой.

Наивыгоднейшее давление $p_2 = p_3$ определяется минимумом работы, затраченной на сжатие в обеих ступенях компрессора. Формулу (12-2) работы сжатия в компрессоре можно, применяя уравнение (3-48), привести к виду:

$$\omega_0 = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

(здесь ω_0 — абсолютное значение работы).

Используя ее к отдельным ступеням, находим суммарную работу в обеих ступенях:

$$\omega_0 = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] + \frac{k}{k-1} p_3 v_3 \left[\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Из условия (a)

$$p_1 v_1 = p_3 v_3;$$

кроме того,

$$p_3 = p_2 \text{ и } p_4 = p_5.$$

Отсюда

$$\omega_0 = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \left(\frac{p_5}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 2 \right].$$

Для того, чтобы ω_0 имел минимальное значение, производная по p_2 от выражения, стоящего в скобках, должна быть равна нулю:

$$\frac{k-1}{k} p_1 \frac{k-1}{k} p_2^{-\frac{k-1}{k}} - \frac{k-1}{k} p_5 \frac{k-1}{k} p_2^{-\frac{k-1}{k}-1} = 0.$$

После сокращения на $\frac{k-1}{k} p^{-1}$, получаем:

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_5}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

откуда

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_5}{p_2} \quad (b)$$

и

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_5}. \quad (c)$$

Или, обозначив

$$\frac{p_2}{p_1} = x,$$

$$\frac{p_5}{p_2} = x,$$

находим соответственно (12-5):

$$x = \sqrt{\frac{p_5}{p_1}}.$$

Легко показать, что при соблюдении условия (b) получаем в Ts -диаграмме (фиг. 12-11):

$$\text{отр. } 5-3 = \text{отр. } 3-1.$$

Каждый из этих отрезков представляет изменение энтропии в изотермическом процессе; отсюда

$$\text{отр. } 3-1 = \Delta s_1 = AR \ln \frac{p_2}{p_1};$$

$$\text{отр. } 5-3 = \Delta s_2 = AR \ln \frac{p_5}{p_2}.$$

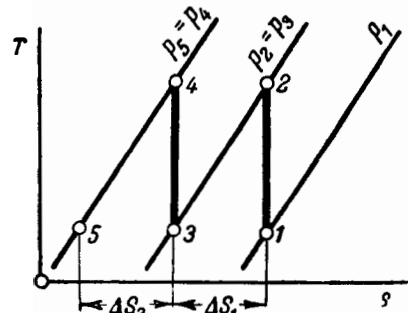
Из условия (b) правые части равны, так что и

$$\Delta s_1 = \Delta s_2.$$

Условие конечных температур в ступенях сжатия получаем из следующего:

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

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$



Фиг. 12-11.

Так как правые стороны из условия (б) равны, то

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_4}{T_3}.$$

Из условия (а) имеем $T_1 = T_3$, так что

$$T_2 = T_4.$$

Таким образом равенство конечных температур сжатия в ступенях компрессора является следствием из условия минимума работы компрессора.

Пример 12-2. Рассчитать идеальный компрессор, производительность которого $V_1 = 90 \text{ м}^3/\text{час}$. Начальные параметры воздуха: $p_1 = 1 \text{ ага}$, $t_1 = 17^\circ\text{С}$. Принять политропическое сжатие $m = 1,2$. Конечное давление сжатия $p_4 = 60 \text{ ага}$ (фиг. 12-12).

Если иметь в виду одноступенчатый компрессор, то по формуле (3-50)

$$T_{\text{кон}} = T_1 \left(\frac{p_{\text{кон}}}{p_{\text{нач}}} \right)^{\frac{m-1}{m}};$$

$$T_{\text{кон}} = 290 \cdot 60^{0,167} = 580^\circ\text{К} = 307^\circ\text{С}.$$

Считая такое повышение температуры воздуха недопустимым, рассмотрим двухступенчатый компрессор. Из соображений затраты минимальной работы на сжатие, как и в предыдущем примере, промежуточное давление сжатия должно быть среднепропорциональным между начальным и конечным давлением, т. е.

$$p_2 = p_3 = \sqrt{p_1 p_4} = \sqrt{60} = 7,75 \text{ ага}.$$

Из условий распределения давления находим (см. предыдущий пример):

$$T_2 = T_4.$$

Из политропы 1-2 получаем:

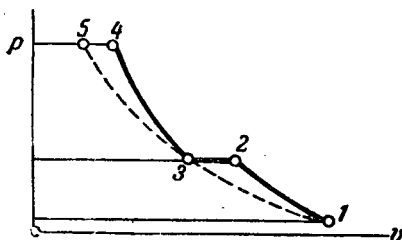
$$T_2 = T_4 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} = 290 \cdot 7,75^{0,167}.$$

$$T_2 = 408^\circ\text{К} = 135^\circ\text{С}.$$

Для определения размеров цилиндров первой и второй ступени нужно знать значения засасываемых объемов. Значение V_1 задано, и объем цилиндра первой ступени определяется числом оборотов, которое делает компрессор. Объем газа в точке 3 определяется из условия равенства $t_1 = t_3$. Следовательно,

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{p_3}{p_1} = 7,75;$$

$$V_3 = \frac{V_1}{7,75} = \frac{90}{7,75} = 11,6 \text{ м}^3/\text{час}.$$



Фиг. 12-12.

Значение V_4 определяется из уравнения политропы 3-4, объем V_5 — из изотермы 3-5. Легко показать [например, при помощи формулы (12-2)], что работы в обоих цилиндрах равны. Отсюда работа компрессора

$$W_{\text{к}} = 2w.$$

Для нашего случая имеем:

$$W_{\text{к}} = 2 \frac{m}{m-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] =$$

$$= 2 \frac{1,2}{1,2-1} 1 \cdot 90 \cdot 10^4 \left[\left(\frac{7,75}{1} \right)^{\frac{1,2-1}{1}} - 1 \right];$$

$$W_{\text{к}} = 3\,690\,000 \text{ кж/час}.$$

Это — абсолютное значение теоретической работы за час, или мощность компрессора. Выразим ее в л. с.;

$$N = \frac{3\,690\,000}{3\,600 \cdot 75} = 13,7 \text{ л. с.}$$

Количество отведенного тепла при охлаждении цилиндров найдем по уравнению первого закона термодинамики:

$$Q_{\text{к}} = \Delta U_{\text{к}} + A W_{\text{к}}.$$

Здесь

$$\Delta U_{\text{к}} = 2Gc_v(T_2 - T_1) =$$

$$= 2 \frac{1 \cdot 10^4 \cdot 90}{29,3 \cdot 290} \frac{5}{28,9} (408 - 290);$$

$$\Delta U_{\text{к}} = 4\,240 \text{ ккал/час};$$

$$W_{\text{к}} = -3\,690\,000 \text{ кж/час}$$

[знак (—) взят потому, что работа затрачивается извне]. Отсюда

$$Q_{\text{к}} = 4\,240 - \frac{3\,690\,000}{427} = -4\,398 \text{ ккал/час}.$$

Знак (—) показывает, что это количество тепла должно быть отнято от воздуха при охлаждении в цилиндрах.

Если в цилиндрах и в промежуточном охладителе для охлаждения пользуются водой, которая поступает в обоих случаях при $t_1 = 10^\circ\text{С}$, а выходит при $t_2 = 40^\circ\text{С}$, то расход охлаждающей воды будет таков.

В цилиндрах

$$Q_{\text{к}} = G_{\text{в}}(t_2 - t_1);$$

$$G_{\text{в}} = \frac{Q_{\text{к}}}{(t_2 - t_1)c_{\text{в}}} = \frac{4\,398}{(40 - 10)1} = 110 \text{ кг/час}.$$

В промежуточном охладителе

$$Q_{\text{охл}} = G_{\text{в}}(T_2 - T_3) = \frac{1 \cdot 10^4 \cdot 90}{29,3 \cdot 290} \frac{7}{28,9} (408 - 290);$$

$$Q_{\text{охл}} = 3\,000 \text{ ккал/час};$$

$$G_{\text{охл}} = \frac{Q_{\text{охл}}}{(t_2 - t_1)c_{\text{в}}} = \frac{3\,000}{(40 - 10)1} = 100 \text{ кг/час}.$$

Общий расход воды на охлаждение

$$G_{\text{в}} = G_{\text{в}} + G_{\text{охл}} = 110 + 100 = 210 \text{ кг/час}.$$

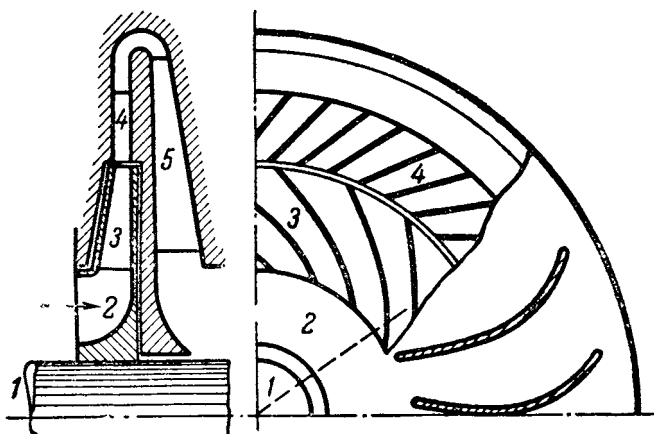
12-2. ТУРБОКОМПРЕССОРЫ

Из машин, служащих для сжатия газа (воздуха), представляют интерес вентиляторы и турбокомпрессоры. В отличие от поршневых компрессоров в них газообразное тело перемещается со значительными скоростями, что сказывается на расчете действительного процесса. В конструктивном отношении они удобны тем, что позволяют в небольших по габариту агрегатах сжимать большие количества газа.

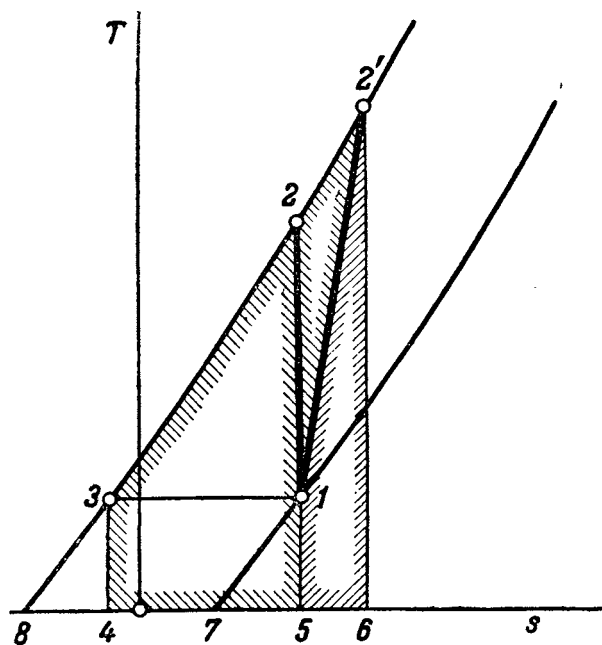
Вентиляторы служат для сжатия на небольшое избыточное давление — не свыше 1 000 мм вод. ст. Они находят применение в котельных для подачи воздуха в топку и для отсасывания горючих газов; в последнем случае их называют *дымососами*.

Турбокомпрессоры служат для сжатия воздуха на сравнительно большие избыточные давления (до 12 атм). В теплотехнике они находят применение для подачи воздуха в топку котлов, работающие под давлением (парогенератор Велокс), и для подачи воздуха в камеры горения газовых турбин (см. следующую главу).

Турбокомпрессор состоит из ряда ступеней, в каждой из которых происходит частичное сжатие воздуха. Схема конструкции показана на фиг. 12-13. На вале 1 сидит диск 2, к которому прикреплены рабочие лопатки (лопасти) 3, имеющие изогнутую форму. Вал с диском и лопатками — вращающаяся часть агрегата. Воздух поступает вдоль оси вала по стрелке на лопатки, где и происходит сжатие с увеличением скорости; далее воздух поступает на неподвижную расширяющуюся часть — диффузор 4; в последнем происходит уменьшение скорости воздуха, т. е. превращение кинетической энергии в потенциальную, сопро-



Фиг. 12-13.



Фиг. 12-14.

вождающееся увеличением давления; по неподвижному каналу 5 воздух поступает в следующую ступень сжатия.

При обратимом адиабатическом сжатии процесс может быть представлен прямой 1-2 (фиг. 12-14). Однако, в действительности вследствие больших скоростей процесс протекает с значительным отклонением от вертикальной линии вследствие трения между газом и стенками и внутри газа. Если сжатие производить до того же конечного давления p_2 , то конечное состояние будет характеризоваться точкой 2', т. е. энтропия при этом увеличивается. Абсолютное значение работы w_i , затраченной на сжатие газа с учетом потерь внутри цилиндра, попрежнему равно разности конечного и начального теплосодержания, т. е.

$$A w_i = i_2' - i_1. \quad (12-6)$$

В Ts -диаграмме для идеального газа эта работа может быть представлена площадью диаграммы 2'-3-4-6-2', так как $i_2' = \text{пл. } 2'-8-6-2'$, а $i_1 = \text{пл. } 1-7-5-1 = \text{пл. } 3-8-4-3$; таким образом, с учетом трения работа сжатия больше, и излишек измеряется площадью

$$\text{пл. } 6-2'-2-5-6 = \text{пл. } 2'-3-4-6-2' - \text{пл. } 2-3-4-5-2.$$

Увеличение затраты работы на сжатие происходит по двум причинам: должна быть возмещена работа сил трения и, кроме того, по-

является дополнительная работа сжатия вследствие увеличения объема газа при восприятии им теплоты трения (работа трения превращается в тепло, которое и усваивается газом; это и есть теплота трения). Если сжатие при наличии трения заменить сжатием с подводом тепла по линии 1-2', то работа w_i может быть представлена следующим образом:

$$A w_i = \text{пл. } 2'-3-4-6-2' = \text{пл. } 3-2-5-4-3 + \\ + \text{пл. } 1-2'-2-1 + \text{пл. } 1-2'-6-5-1.$$

Здесь пл. 3-2-5-4-3 — работа при обратимом сжатии;

пл. 1-2'-6-5-1 — подводимое тепло, равное работе трения;

пл. 1-2'-2-1 — дополнительная работа сжатия вследствие увеличения объема газа при нагревании теплотой трения.

Для характеристики работы компрессора вводят понятие *внутреннего относительного к. п. д. компрессора*, который, учитывая потери на трение в газе внутри компрессора, характеризует отклонение действительного сжатия от идеального. Если идеальным процессом в компрессоре считают адиабатическое

сжатие, то этот коэффициент называют *адиабатическим к. п. д.* и обозначают η_{ad} ; по определению

$$\eta_{ad} = \frac{w_0}{w_i}. \quad (12-7)$$

Отсюда для любого газа

$$\eta_{ad} = \frac{i_2 - i_1}{i_{2'} - i_1} \quad (12-8)$$

и для идеального при $c_p = \text{const}$

$$\eta_{ad} = \frac{t_2 - t_1}{t_{2'} - t_1}. \quad (12-8')$$

Зная η_{ad} , можно найти в диаграммах $i s$ и $T s$ точки, характеризующие конечное состояние пара (газа) при наличии трения; из (12-8) для *любого* газа находим:

$$i_{2'} = i_1 + \frac{i_2 - i_1}{\eta_{ad}}; \quad (12-9)$$

по $i_{2'}$ и известному p_2 в диаграмме находим $t_{2'}$.

Для идеального газа из (12-8') находим:

$$t_{2'} = t_1 + \frac{t_2 - t_1}{\eta_{ad}}. \quad (12-10)$$

(Упомянутый ранее эффективный к. п. д. η_k компрессора учитывает помимо внутренних потерь и потери на трение в движущихся частях компрессора.)

$T s$ -диаграмма изменения состояния водяного пара, сжимаемого в идеальном турбокомпрессоре, ничем не отличается от такой же для поршневого компрессора и представлена на фиг. 12-7. С учетом трения в паре $T s$ -диаграмма представлена на фиг. 12-15. Здесь 1-2 — адиабатическое сжатие без потерь, 1-2' — сжатие с учетом потерь на трение. Затраченная на сжатие пара работа (абсолютное значение) равна разности теплосодержаний пара конечного и начального состояний:

$$A w_i = i_{2'} - i_1 = \text{пл. } 0-4'-3-9-2'-7-0 - \\ - \text{пл. } 0-4'-4-1-5-0$$

и измеряется пл. 4-3-9-2'-7-5-1-4, которая может быть представлена суммой:

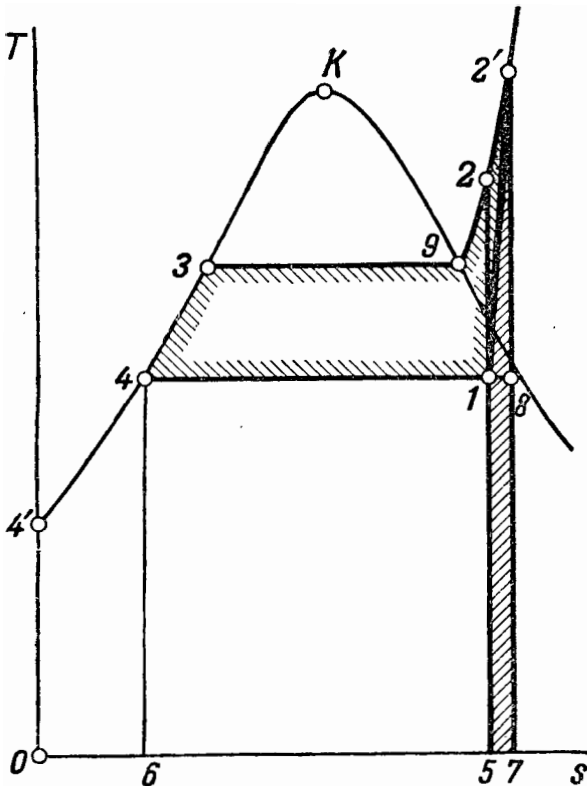
$$A w_i = \text{пл. } 4-3-9-2'-7-5-1-4 = \text{пл. } 1-2-9-3-4-1 + \\ + \text{пл. } 1-2-2'-1 + \text{пл. } 1-2'-7-5-1.$$

Как и для ранее рассмотренного случая действительного сжатия идеального газа, площади в $T s$ -диаграмме (фиг. 12-15) имеют такой смысл:

пл. 1-2-9-3-4-1 — работа при обратимом сжатии;

пл. 1-2'-7-5-1 — работа сил трения;

пл. 1-2-2'-1 — дополнительная работа сжатия вследствие увеличения объема пара при нагревании теплотой трения.



Фиг. 12-15.

Пример 12-3. Аксиальный турбокомпрессор с адиабатическим сжатием подает $V_2 = 400 \text{ м}^3/\text{час}$ сжатого воздуха. Начальные параметры $p_1 = 1 \text{ атм}$ и $t_1 = 17^\circ \text{ С}$; $\gamma_{\text{ад}} = 0,85$; $p_2 = 4 \text{ атм}$. Вычислить конечную температуру сжатия и количество затраченной на сжатие работы.

По формуле (3-50) находим температуру в конце адиабатического сжатия без потерь:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 290 \cdot 4^{0,286} = 430^\circ \text{ К.}$$

С учетом потерь на трение температура в конце сжатия составит:

$$T_2' = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{\gamma_{\text{ад}}} = 290 + \frac{430 - 290}{0,85} = 455^\circ \text{ К.}$$

Работа, затраченная на сжатие,

$$\begin{aligned} AW_i &= G (i_2' - i_1) = \frac{V_2}{RT_1'} c_p (T_2' - T_1) = \\ &= \frac{4 \cdot 10^4 \cdot 400}{29,3 \cdot 455} \frac{7}{28,9} (455 - 290), \end{aligned}$$

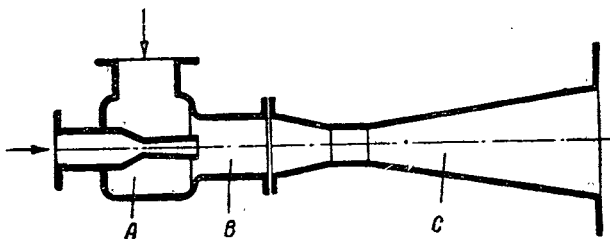
$$AW_i = 48\,000 \text{ ккал/час} = 55,8 \text{ кв п.}$$

12-3. ПАРОСТРУЙНЫЕ КОМПРЕССОРЫ

На многих производствах требуется сжатие водяного пара. Так, на предприятиях, потребляющих тепло для технологических нужд, часто требуется водяной пар разных давлений; при этом иногда пар отбирают из турбин или паровых машин после частичного его расширения; устройство нескольких отборов затруднительно, а применение одного отбора с наиболее высоким давлением, которое путем дросселирования затем снижалось бы до нужного давления, было бы экономически нецелесообразно. Более выгодно в этом случае остановиться на одном отборе какого-либо низкого давления, по преимуществу того, который требуется в большом количестве, а пар более высокого давления получать, трансформируя его из пара низкого давления.

Для сжатия водяного пара применяют механические компрессоры, чаще всего — турбокомпрессоры, рассмотренные в предыдущем параграфе. В них получается пар, не загрязненный маслом, — недостаток, которым страдают поршневые компрессоры. При применении механических компрессоров требуется механическая или электрическая энергия. Однако, если предприятие располагает паром более высокого давления, чем сжимаемый, первый может быть использован для сжатия второго уже без затраты механической или электрической энергии.

Используемый при этом аппарат называется *пароструйным компрессором* (фиг. 12-16); он состоит из следующих частей: соп-



Фиг. 12-16.

ла Лавала А, камеры смешения В и диффузора С.

Принцип работы пароструйного компрессора состоит в следующем. Пар высоких параметров (острый или свежий пар) — в дальнейшем мы его будем называть *рабочий пар* — подается к соплу, в котором при расширении происходит переход потенциальной энергии пара в кинетическую. Из сопла рабочий пар выходит с большой скоростью. Подлежащий сжатию пар — *инжектируемый пар* — подводится к камере смешения, где и происходит смешение его с рабочим паром. Смесь того и другого пара с некоторой средней скоростью подходит к диффузору. В нем происходит понижение скорости, т. е. переход кинетической энергии в потенциальную с повышением давления.

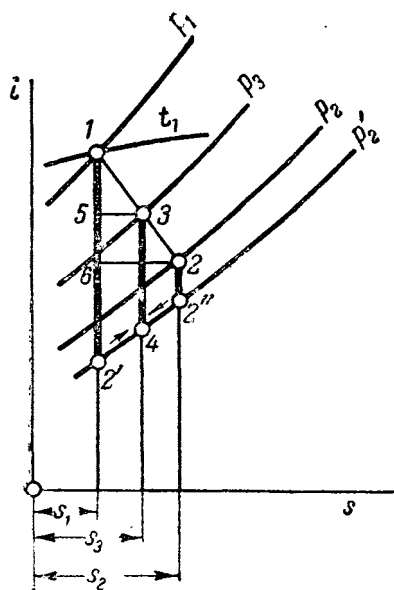
Как видно, пароструйный компрессор несравненно проще в конструктивном отношении, чем ранее рассмотренные агрегаты (поршневые и турбокомпрессоры), так как в нем нет движущихся частей, однако он значительно уступает им в экономическом отношении из-за имеющихся в нем больших потерь при смешении. Вследствие этих потерь кинетическая энергия пара после смешения (при выходе из камеры смешения) не равна сумме кинетических энергий тел при поступлении в камеру смешения.

Различают пароструйные компрессоры двух родов. Компрессор *второго* рода рассчитан таким образом, что в сопле происходит расширение рабочего пара до давления p_2 инжектируемого пара, и таким образом инжектируемый пар подходит к камере смешения с осевой скоростью, практически равной нулю. Здесь происходит смешение рабочего и инжектируемого пара, и из камеры смешения смесь выходит со скоростью, определяемой по закону сохранения количества движения. Если эта скорость выше критической, то расположенный далее диффузор имеет конструкцию сопла Лавала, в противном случае он имеет только расширяющуюся часть.

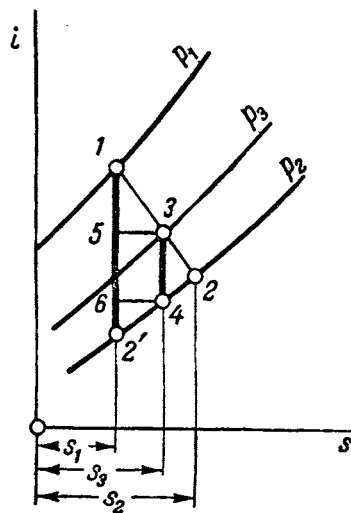
Компрессор *первого* рода рассчитан таким образом, что давление рабочего тела в сопле понижается до значения $p_{2'}$, которое меньше, чем давление инжектируемого пара p_2 . Таким образом, инжектируемый пар при подходе к камере смешения расширяется от давления p_2 до p_1 , за счет чего он входит в камеру смешения с некоторой осевой скоростью. Следствие этого уменьшаются необратимые потери при смешении.

Явления, происходящие в пароструйном компрессоре, представим в i s-диаграмме. Рассмотрим идеальный компрессор первого рода, причем идеальным мы будем считать такой, в котором отсутствуют потери на трение при расширении, сжатии и смешении. На фиг. 12-17 точка 1 характеризует начальное состояние рабочего пара. Расширение его до давления p_2 в сопле, рассматриваемое как адиабатическое, изобразится вертикалью 1-2'. Начальное состояние инжектируемого пара давления p_2 пусть характеризуется точкой 2, а его адиабатическое расширение до давления p_1 — прямой 2-2''. Пусть после смешения состояние смеси характеризуется точкой 4; тогда сжатие в диффузоре до заданного давления p_3 можно представить адиабатой 4-3. Точка 3 характеризует конечное состояние пара на выходе из компрессора. Найти эту точку, а также и точку 4 можно из следующих соображений.

Если отвлечься от всего того, что происходит внутри компрессора, и рассмотреть только начальное и конечное состояния пара,



Фиг. 12-17.



Фиг. 12-18.

то все явление можно представить как смешение паров при их движении по трубопроводам (схема II § 10-8), причем так как скорости движения на входе в компрессор и выходе из него почти одинаковы, то изменением кинетической энергии между конечным и начальным состояниями можно пренебречь. В этом случае явление подчиняется уравнению (10-42). Пусть смешению подвергается u_0 кг инжектируемого и 1 кг свежего пара; тогда на выходе мы будем иметь $(1 + u_0)$ кг смеси; количество u_0 назовем *коэффициентом инжекции идеального компрессора*. По формуле (10-42) имеем:

$$i_1 + u_0 i_2 = i_3 (1 + u_0). \quad (12-11)$$

Подробное рассмотрение происходящего в идеальном компрессоре¹ показывает, что точки 1, 3 и 2 в i s-диаграмме лежат на одной прямой (фиг. 12-17). Это будет в том случае, если треугольники 1-3-5 и 1-2-6 подобны между собой, т. е. если существует соотношение

$$\frac{i_1 - i_3}{i_3 - i_2} = \frac{s_1 - s_1}{s_2 - s_3}. \quad (12-12)$$

Наличие этого условия легко показать, если написать выражение для энтропии системы до и после смешения. Так как смешение в идеальном компрессоре происходит без необратимого превращения кинетической энергии в тепловую и, кроме того, при $t = \text{const}$ (при достаточно низком давлении p_2' и то и

¹ Инж. А. Ф. Иваницкий, Экономичность пароструйного компрессора, «Электрические станции», № 11—12, 1944 г.

другое смешиваемое тело — насыщенный пар), так что отсутствует переход тепла теплопроводностью, то энтропия тела после смешения равна энтропии смешиваемых тел, т. е.

$$s_1 + u_0 s_2 = (1 + u_0) s_3. \quad (12-13)$$

Исключая из обоих уравнений (12-11) и (12-13) u_0 , получаем соотношение (12-12).

Почти всегда бывает так, что состояния 1 и 2, а также давление p_3 заданы. В таком случае второй параметр точки 3 может быть найден построением прямой 1-3-2. Тогда из уравнения (12-11) находят коэффициент инжекции u_0 , т. е.

$$u_0 = \frac{i_1 - i_2}{i_3 - i_2}. \quad (12-14)$$

Этот коэффициент определяет соотношение между рабочим и инжектируемым паром в идеальном пароструйном компрессоре.

Для компрессора второго рода is -диаграмма представлена на фиг. 12-18.

В действительном пароструйном компрессоре имеются потери, обусловленные, главным образом, переходом части кинетической энергии того и другого пара при смешении в тепловую, а также трением; тепловая энергия усваивается паром, вследствие чего его теплосодержание увеличивается. Это можно видеть в is -диаграмме. Для компрессора первого рода она представлен ана фиг. 12-19. Здесь 1-2' — действительное расширение в сопле, и для него можно написать (по 10-28')

$$\frac{1-f}{1-a} = \varphi_1^2.$$

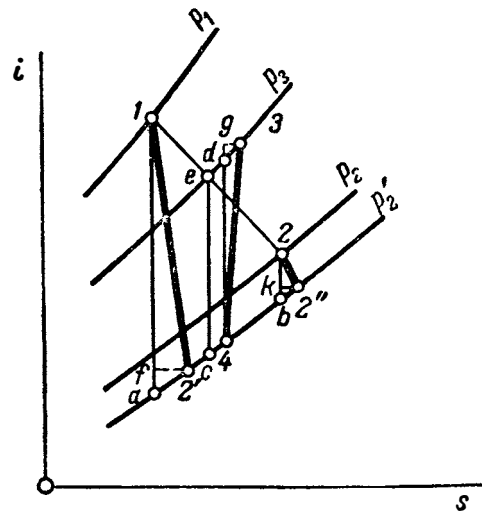
Здесь φ_1 — коэффициент скорости в сопле; 2-2'' — действительное расширение инжектируемого пара при входе в камеру смешения; для которого верно следующее отношение:

$$\frac{2-k}{2-b} = \varphi_2^2,$$

где φ_2 — коэффициент скорости при расширении. Точка c характеризует состояние пара после смешения в идеальном компрессоре, а точка 4 — в действительном, и, наконец,

$$\frac{4-d}{4-g} = \eta_{ad}$$

характеризует процесс в диффузоре. Точка 3 характеризует состояние пара на выходе из действительного компрессора; его теплосодержание обозначим i_{3d} . Как видно, оно выше, чем таковое же для идеального компрессора (точка e).



Фиг. 12-19.

Потери кинетической энергии в сопле, камере смешения и диффузоре приводят к тому, что в действительном компрессоре инжектируется значительно меньшее, чем в идеальном, количество пара, характеризуемое коэффициентом инжекции, который для действительного инжектора обозначим u_d .

Значение u_d для заданных p_1, p_2, p_3 определяют расчетом на основании найденных экспериментальным путем коэффициентов, характеризующих потери во всех элементах пароструйного компрессора.

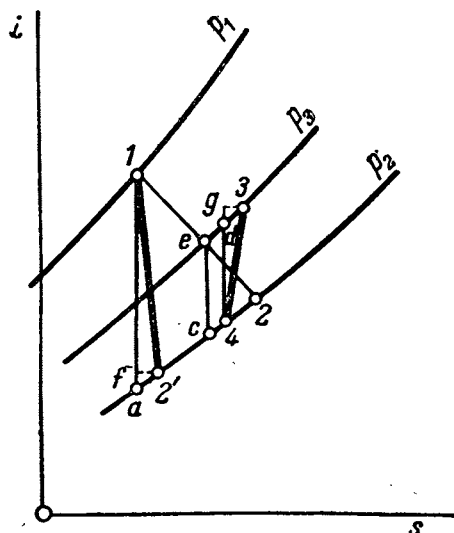
Теплосодержание пара на выходе из компрессора можно рассчитать, как и в предыдущем случае, по формуле (12-11); получим уравнение:

$$i_1 + u_d i_2 = (1 + u_d) i_{3d}, \quad (12-15)$$

в котором по известным i_1, i_2 и u_d находим i_{3d} ; p_3 также задано. Отсюда, пользуясь is -диаграммой, находим остальные параметры для этого пара. Для компрессора второго рода расчет производится таким же образом. В is -диаграмме его процесс представлен на фиг. 12-20.

Пример 12-4. На производстве имеется свежий пар $p_1 = 30 \text{ атм}$ и $t_1 = 400^\circ \text{С}$ и пар низкого давления $p_2 = 1,2 \text{ атм}$ и $x_2 = 0,98$. Требуется при помощи пароструйного компрессора поднять давление насыщенного пара до $p_3 = 4 \text{ атм}$; при этом известно, что $u_d = 0,4 \text{ кг/кг}$. Найти коэффициент инжекции идеального компрессора и состояние пара по выходе из действительного инжектора.

Находим в is -диаграмме по заданным параметрам



Фиг. 12-20.

i_1, i_2 для точки пересечения прямой AB с изобарой $p_3 = 4 \text{ ата}$ значение i_3 (фиг. 12-21):

$$i_1 = 771 \text{ ккал/кг}; i_2 = 630 \text{ ккал/кг};$$

$$i_3 = 674 \text{ ккал/кг}.$$

По формуле (12-14) находим коэффициент смешения u_0 идеального компрессора:

$$u_0 = \frac{i_1 - i_3}{i_3 - i_2} = \frac{771 - 674}{674 - 630} = 2,2$$

По формуле (12-14) находим действительное теплосодержание пара по выходе из компрессора:

$$i_{3\partial} = \frac{i_1 + u_0 i_2}{1 + u_0} = \frac{771 + 0,4 \cdot 2,2}{1 + 0,4};$$

$$i_{3\partial} = 731 \text{ ккал/кг}.$$

По is -диаграмме находим, что для $p_3 = 4 \text{ ата}$ этому теплосодержанию соответствует перегретый пар при $t_{3\partial} = 298^\circ\text{C}$.

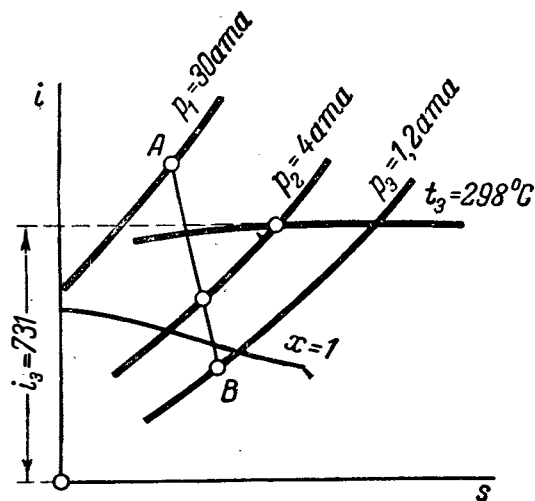
Задачи для самостоятельной проработки

Задача 12-1. Производительность идеального компрессора $V_1 = 140 \text{ м}^3/\text{час}$; параметры состояния засасываемого воздуха $p_1 = 1 \text{ ата}$, $t_1 = 27^\circ\text{C}$, $p_2 = 6 \text{ ата}$. Вычислить работу, затрачиваемую компрессором для трех случаев:

- 1) сжатие изотермическое;
- 2) сжатие адиабатическое;
- 3) сжатие политропическое с $m = 1,15$.

Вычислить объем и температуру воздуха на выходе из компрессора, а также расход охлаждающей воды, если для воды $t_1 = 10^\circ\text{C}$, $t_2 = 25^\circ\text{C}$.

Задача 12-2. Рассчитать идеальный компрессор, производительность которого $V_1 = 100 \text{ м}^3/\text{час}$. Начальные параметры воздуха $p_1 = 0,95 \text{ ата}$, $t_1 = 27^\circ\text{C}$. Принять трехступенчатое политропическое сжатие с $m = 1,2$. Конечное давление $p = 100 \text{ ата}$. Подсчитать расход охлаждающей воды, если $t_{1\partial} = 10^\circ\text{C}$, $t_{2\partial} = 20^\circ\text{C}$.



Фиг. 12-21.

Задача 12-13. Аксиальный турбокомпрессор с адиабатическим сжатием засасывает $V_1 = 500 \text{ м}^3/\text{час}$ воздуха при $p_1 = 0,98 \text{ ата}$ и $t_1 = 27^\circ\text{C}$ и сжимает до $p_2 = 5 \text{ ата}$ при $\eta_{ад} = 0,82$. Вычислить конечный объем и мощность мотора на сжатие, если его к. п. д. составляет 0,95, а механический к. п. д. компрессора 0,92. Найти конечную температуру воздуха (на выходе из компрессора).

Задача 12-14. При помощи пара $p_1 = 10 \text{ ата}$ и $t_1 = 220^\circ\text{C}$ требуется поднять давление инжестируемого пара $p_2 = 1,5 \text{ ата}$ до $p_3 = 2,2 \text{ ата}$; степень сухости $x_2 = 0,97$. Найти коэффициент инжестии идеального инжестора и состояние пара по выходе из действительного инжестора, если для него $u_0 = 0,5 \text{ кг/кг}$.

12-4. ТЕРМОХИМИЧЕСКИЕ КОМПРЕССОРЫ¹

Растворы сложных солей обладают ценными с точки зрения термодинамики свойствами.

Некоторые твердые тела, будучи введены в какую-либо жидкость, например, воду, растворяются в ней. Не входя подробно в рассмотрение молекулярно-кинетического объяснения механизма процесса растворения, укажем лишь, что образование раствора твердого тела возможно только в том случае, если силы сцепления между молекулами растворителя меньше, чем силы сцепления между этими же молекулами и молекулами растворенного вещества.

Представим себе кусок твердого тела в жидкости. Как известно, молекулы твердого тела образуют кристаллическую решетку. Образование раствора грубо можно себе представить следующим образом: молекулы рас-

¹ По последовательности изучения этот параграф может быть отнесен к материалу, набранному петитом.

творяемого вещества притягивают молекулы растворителя. Если силы сцепления при этом взаимодействии больше, чем силы сцепления между молекулами растворителя, то молекулы последнего проникают в пространство между молекулами растворяемого вещества, разбивают кристаллическую решетку и твердое тело переходит в жидкое состояние. Если бы силы сцепления между молекулами растворителя были больше, чем силы сцепления между ними же и молекулами твердого тела, то молекулы растворителя не могли бы проникнуть в твердое тело, т. е. последнее не растворялось бы в данном растворителе.

Описанное соотношение между силами сцепления обоих входящих в раствор веществ будет использовано для объяснения весьма важного в дальнейшем с точки зрения термодинамики свойства растворов.

Таким образом, в случае раствора распыленность одного вещества в другом доходит до размеров молекул. Этим раствор отличается от механической смеси двух веществ, которые можно разделить каким-либо механическим способом, например, фильтрованием. Механическая смесь газообразных тел по распыленности относится к растворам.

В результате теплового движения молекул через некоторый промежуток времени твердое тело и растворитель образуют равновесную систему, которая носит общее название *раствора*. Равновесное состояние здесь, так же как и в газах, определяется тем, что по всей массе раствора параметры состояния, температура, давление, концентрация имеют одинаковое значение.

Под концентрацией будем здесь понимать отношение веса растворенного вещества к весу раствора, т. е. к суммарному весу растворенного вещества и растворителя. Равномерность концентрации по всей массе раствора будет обуславливать равномерное распределение по объему молекул растворителя и растворенного вещества.

До тех пор, пока не установится состояние равновесия, процесс растворения, как протекающий от состояния менее вероятного к состоянию более вероятному (неравномерная концентрация вначале и равномерная в конце), есть процесс *самопроизвольный*. Самопроизвольное распадение раствора, т. е. образование более концентрированной и менее концентрированной части, невозможно в силу ничтожно малой вероятности такого процесса. Эти рассуждения приводят к заключению, что процесс растворения есть необратимый про-

цесс. Последнее, как видно, является следствием молекулярно-кинетической природы тел.

Увеличение концентрации раствора путем введения твердого тела в раствор имеет свой предел. Наряду с переходом в раствор части твердого вещества всегда имеет место обратный процесс, протекающий тем более интенсивно, чем больше концентрация раствора. При некотором значении концентрации определенному количеству растворяемого тела, вводимого в раствор в единицу времени, будет соответствовать равное количество выпадающего из раствора твердого тела. Между последним и раствором устанавливается динамическое равновесие. Такой раствор называется *насыщенным*. Он представляет собой пример двухфазной двухкомпонентной системы, о которой говорилось в § 7-5.

Свойство жидких тел растворять в себе определенное количество твердого тела называется *растворимостью*. Последняя может измеряться концентрацией насыщенного раствора. В большинстве случаев растворимость твердых тел в воде с температурой растёт (при $p = \text{const}$).

Напомним, что всякий химический процесс сопровождается тем или иным тепловым эффектом, под которым разумеют выделение или поглощение некоторого количества тепла. В первом случае происходит превращение химической энергии в тепловую с выделением последней — такой процесс называется *экзотермическим*; во втором случае извне поглощается тепловая энергия и превращается в химическую энергию полученного соединения. Это — процессы *эндотермические*.

Растворение твердого тела в жидком сопровождается процессом химического взаимодействия между растворителем и растворяющимся твердым телом, переходящим в состояние жидкости. При этом может наблюдаться в разных случаях как отрицательный (поглощение тепла), так и положительный (выделение тепла) тепловой эффект; его называют *тепловой растворения*. Переход твердого тела в жидкое сопровождается поглощением тепла. Если вторая часть процесса — химическое взаимодействие между растворителем и растворяемым веществом — сопровождается выделением тепла (как это и имеет место в интересующих нас в дальнейшем водных растворах КОН и NaOH), то общий тепловой эффект будет зависеть от соотношения обоих количеств тепла: если второе превалирует, то тепловой эффект будет положительным и весь

процесс растворения экзотермическим; в противном случае эффект будет отрицательным и процесс растворения эндотермическим.

Теплота растворения для КОН и NaOH положительна и зависит от количества растворителя, приходящегося на единицу растворимого вещества, т. е. от концентрации раствора; при этом, чем больше берут растворителя, т. е. чем меньше концентрация, тем теплота растворения на 1 моль растворенного вещества больше. Отсюда, если к имеющемуся раствору прибавить некоторое количество растворителя, т. е. уменьшить концентрацию, произойдет выделение тепла. Эта теплота называется *теплотой разведения*. Ее можно определить как разность тепловых эффектов растворения при разных концентрациях. Например, если при растворении 1 моля какого-либо вещества в n молях растворителя выделяется a килокалорий тепла, а при m молях растворителя — b килокалорий, то если к раствору с концентрацией $\frac{1}{1+n}$ добавить $(m-n)$ молей растворителя, выделится $(b-a)$ килокалорий тепла.

Обратно, при выпаривании растворителя (при этом будем считать, что растворимое вещество не испаряется, т. е. оно не летучее), иначе говоря, с увеличением концентрации, процесс идет с поглощением тепла, т. е. в этом случае количество тепла, затрачиваемое на получение 1 кг пара из раствора, будет определяться не только теплосодержанием пара (если исходить из процесса $p = \text{const}$), но и тепловым эффектом процесса увеличения концентрации.

Необходимо отметить, что с уменьшением концентрации теплота растворения увеличивается мало, приближаясь к некоторому определенному пределу, который можно было бы назвать теплотой растворения при бесконечно большом количестве растворителя.

В § 7-5 было показано, что для однокомпонентной двухфазной системы (насыщенный пар над водой) давление пара есть функция температуры. Для случая двухкомпонентной двухфазной системы, которая здесь является предметом рассмотрения (пар над раствором), давление насыщенного пара (т. е. находящегося в динамическом равновесии с раствором) зависит от двух факторов — температуры и концентрации. Таким образом, в диаграмме p для такой системы мы будем иметь ряд кривых

$$p_s = f(t),$$

соответствующих каждая своей концентрации.

Как показывает опыт, давление пара растворителя над раствором (предполагая, что растворенное вещество не летучее) при данной температуре всегда меньше, чем давление насыщенного пара над чистым растворителем, и тем меньше, чем концентрация раствора больше. Иначе можно сказать, что при равных давлениях температура пара над раствором будет выше, чем таковая же над чистым растворителем, и тем выше, чем больше концентрация.

Объяснить это можно следующим образом. Число молекул, испаряющихся в единицу времени (обозначим это число a), можно считать пропорциональным числу молекул растворителя, приходящихся на единицу поверхности раздела между паром и жидкостью; оно зависит, кроме того, от сил сцепления, которыми испаряющаяся молекула удерживается на поверхности раздела. Отсюда можно написать:

$$a = k_1 N,$$

где N — число молекул растворителя, приходящееся на единицу поверхности раздела;

k_1 — некоторая постоянная величина, зависящая от сил сцепления; чем последние больше, тем k_1 меньше.

Число конденсирующихся молекул, обозначим его b , пропорционально концентрации молекул в паровом пространстве, а следовательно, при постоянной температуре — давлению пара p , так что

$$b = k_2 p,$$

где k_2 — коэффициент пропорциональности, зависящий от сил сцепления в момент соприкосновения молекул пара с поверхностью раздела.

Очевидно, чем силы сцепления в этот момент больше, тем k_2 больше.

При наличии равновесия между паром и раствором

$$a = b,$$

откуда

$$k_1 N = k_2 p$$

и

$$p = \frac{k_1 N}{k_2}$$

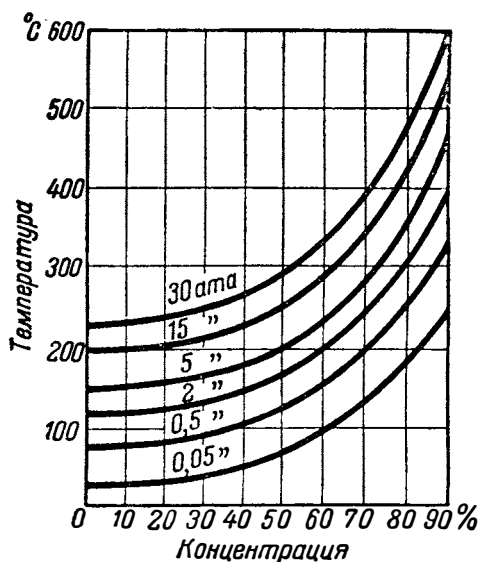
Эта формула применима как для случая, когда имеется пар над поверхностью раствора, так и для пара над поверхностью чистого растворителя.

Рассмотрим ее в применении к обоим случаям.

Если имеется насыщенный пар растворителя над раствором, то в этом случае N будет меньше, чем если бы этот пар был над растворителем, так как, грубо говоря, часть поверхности раздела будет занята молекулами растворенного вещества; далее, k_1 уменьшающееся вообще с увеличением сил сцепления, будет меньше, чем в случае чистого растворителя, так как на испаряющуюся молекулу будут теперь уже частично действовать и молекулы растворенного вещества, силы сцепления между которыми и молекулами растворителя больше, чем между молекулами растворителя между собой. По тем же соображениям k_2 будет для случая с раствором больше. Таким образом, все факторы, влияющие на p , изменяются так, что при одной и той же температуре пара над раствором и пара над растворителем давление пара над раствором меньше, чем над чистым растворителем, и тем меньше, чем больше концентрация, или, что то же: при одном и том же давлении температура насыщения в случае раствора выше и тем выше, чем больше концентрация.

Из растворов, которые можно привести в качестве примеров с точки зрения использования их в теплосиловых установках, следует отметить водные растворы едкого кали и едкого натра (KOH и NaOH). Последние жадно соединяются с водой или водяным паром, выделяя при этом большое количество тепла. Наоборот, при выпаривании растворителя из раствора тепло топлива расходуется не только на образование пара, но и на химический процесс, соответствующий увеличению концентрации. Температура насыщенного пара над раствором при одном и том же давлении выше таковой, чем над чистым растворителем; таким образом, если полученный при выпаривании раствора пар отвести, то он в этом состоянии оказывается уже *перегретым*. На фиг. 12-22 представлена зависимость температур насыщения над раствором KOH при различных концентрациях. Разность температур насыщения при данной концентрации и нулевой представляет собой степень перегрева пара, так как для нулевой концентрации — это температура насыщения пара над растворителем.

Из диаграммы видно, что при получении водяного пара из раствора едкого кали (раствор KOH) при давлении $p = 30 \text{ атм}$ и концентрации $c = 70\%$ образуется пар при $t = 400^\circ\text{C}$, т. е. перегретый почти на $\Delta t = 170^\circ\text{C}$.



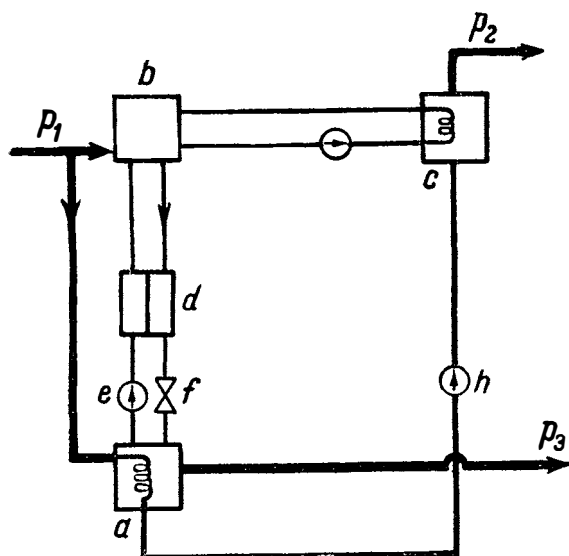
Фиг. 12-22.

Конденсация пара в рассматриваемых далее случаях основана на свойствах раствора поглощать пар. Для этого пар направляют в особый смеситель, в котором имеется раствор, находящийся при том же давлении, что и подлежащий конденсации пар. Очевидно, что температура раствора выше, чем у конденсируемого пара.

При поступлении в смеситель пар поглощается раствором; происходит конденсация с выделением скрытой теплоты парообразования. Помимо того, вследствие разбавления раствора происходит выделение тепла. И то и другое тепло усваивается конденсатом, и температура его поднимается. Таким образом, в конечном итоге происходит переход тепла от пара к раствору, причем температура первого меньше температуры второго. Это не находится в противоречии со вторым законом термодинамики, так как этот процесс происходит не самопроизвольно, а сопровождается дополнительным процессом — разбавлением раствора. Если первый есть процесс, идущий от состояния более вероятного к состоянию менее вероятному, то второй, компенсирующий его, как и должно быть, происходит от состояния менее вероятного к состоянию более вероятному.

Использование растворов как рабочих тел может найти широкое распространение в трансформаторах давления пара (термохимических компрессорах).

Трансформация давления может быть достигнута использованием свойства раствора



Фиг. 12-23.

давать пар более высокой температуры, чем у растворителя, при одном и том же давлении. Опишем две схемы таких трансформаторов. В первой из них ставится задача — пар среднего давления трансформировать в пар высшего и низшего давлений.

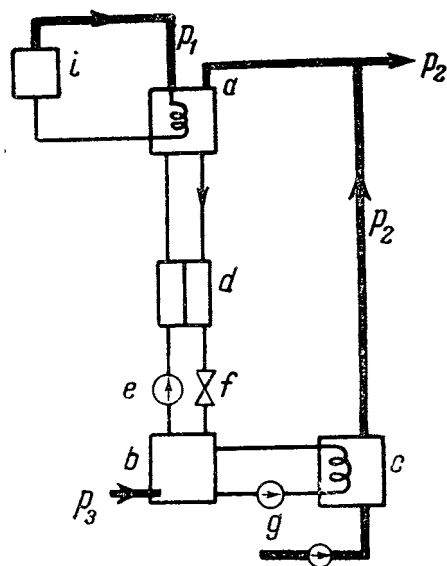
Пусть (из отбора турбины) подается пар давления p_1 (фиг. 12-23). Направляем его в смеситель b , в котором имеется раствор едкого кали или едкого натра под давлением p_1 . Пар здесь будет поглощаться, выделяя при этом тепло конденсации; при конденсации раствор разбавляется, в результате чего выделяется теплота разведения, которая и усваивается раствором; разбавленный раствор направляется в испаритель c , где теплота раствора идет на образование пара. Этот пар будет почти той же температуры, что и раствор, но более высокого давления p_2 . Для восстановления концентрации раствора в b разбавленный раствор отсюда подается через дроссельный клапан f в резервуар a , играющий роль испарителя. В нем при помощи пара давления p_1 , который пропускается через змеевик, из раствора получается пар той же температуры, но с меньшим давлением p_3 . Этот пар будет перегретый. Получающийся при этом раствор с более высокой концентрацией направляется насосом e в смеситель b . На пути между b и a оба раствора обмениваются теплом в теплообменном аппарате d . Конденсат a насосом h направляется в испаритель c .

Таким образом, имея в распоряжении пар какого-либо давления p_1 , при помощи описан-

ной установки можно получить пар двух давлений: $p_2 > p_1$ и $p_3 < p_1$.

В других случаях в распоряжении может быть пар двух давлений: высокого p_1 и низкого p_3 , требуется же получить пар среднего давления p_2 .

Здесь прежде всего нужно отметить, что простым смешением этого нельзя добиться. И, действительно, наиболее удобной схемой является смешение при движении пара по паропроводу. В § 10-8 было показано, что при таком смешении газов получается газ с давлением более низким, чем имеет каждый из смешиваемых газов. Невозможна и другая схема — при наполнении резервуара. В этом случае процесс был бы прерывистый: пришлось бы сначала наполнить резервуар паром высокого давления, затем в него подать уже производить расходование получившегося пара среднего давления; это было бы неудобно, так как процесс расходования шел бы при переменном давлении. Для повторения такой операции пришлось бы освобождать бак и вновь наполнять его паром низкого давления; такая схема смешения не могла бы удовлетворить режим какого-либо производства. Между тем, получение пара среднего давления за счет высокого и низкого часто требуется в условиях того или иного технологического процесса. Оно может быть осуществлено при помощи пароструйных компрессоров или термохимическим путем. Рассмотрим здесь последний из них.



Фиг. 12-24.

Пар низкого давления p_3 (фиг. 12-24) подается в смеситель b , где он поглощается раствором едкого натра, выделяя тепло конденсации. Раствор из b насосом g подается в испаритель c , где получается за счет выделившегося тепла пар той же температуры, что и в смесителе b , но более высокого давления p_2 ; этот пар направляется в трубопровод.

Для поддержания концентрации раствора в смесителе b пар высокого давления p_1 , получаемый обычным путем за счет тепла топлива в котле i , подается в испаритель a , где из раствора получается пар такой же темпе-

ратуры, но меньшего давления p_2 ; этот пар направляют по трубопроводу, и он смешивается с уже полученным в c паром такого же давления; в испарителе a концентрация будет расти; получающийся густой раствор направляется в смеситель b через теплообменный аппарат d и редукционный клапан f . С другой стороны, из b вступает разбавленный раствор, перекачиваемый насосом e через тот же аппарат d .

Таким образом, имея пар давления p_1 и p_3 , можно получить пар давления p_2 , причем $p_2 < p_1$ и $p_2 > p_3$.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

13-1. ЦИКЛ СО СГОРАНИЕМ ПРИ $P=\text{CONST}$

В последние годы конструкторская мысль много работает над задачей создания ротационного двигателя, в котором так же, как и в поршневых, уже описанных ранее, тепло рабочему телу сообщалось бы внутри двигателя. Такие двигатели называются *турбинами внутреннего сгорания* или *газовыми турбинами*.

Одно из значительных затруднений при конструировании турбин внутреннего сгорания — это получающиеся высокие температуры рабочего тела, при которых должны работать лопатки. В поршневых двигателях внутреннего сгорания высокие температуры держатся очень короткие промежутки времени, и при этом цилиндр все время охлаждается, здесь же первым рядом лопаток турбины приходится работать все время в области очень больших температур, а охлаждение лопаток представляет собой сложный конструктивный вопрос, не нашедший пока вполне целесообразного решения.

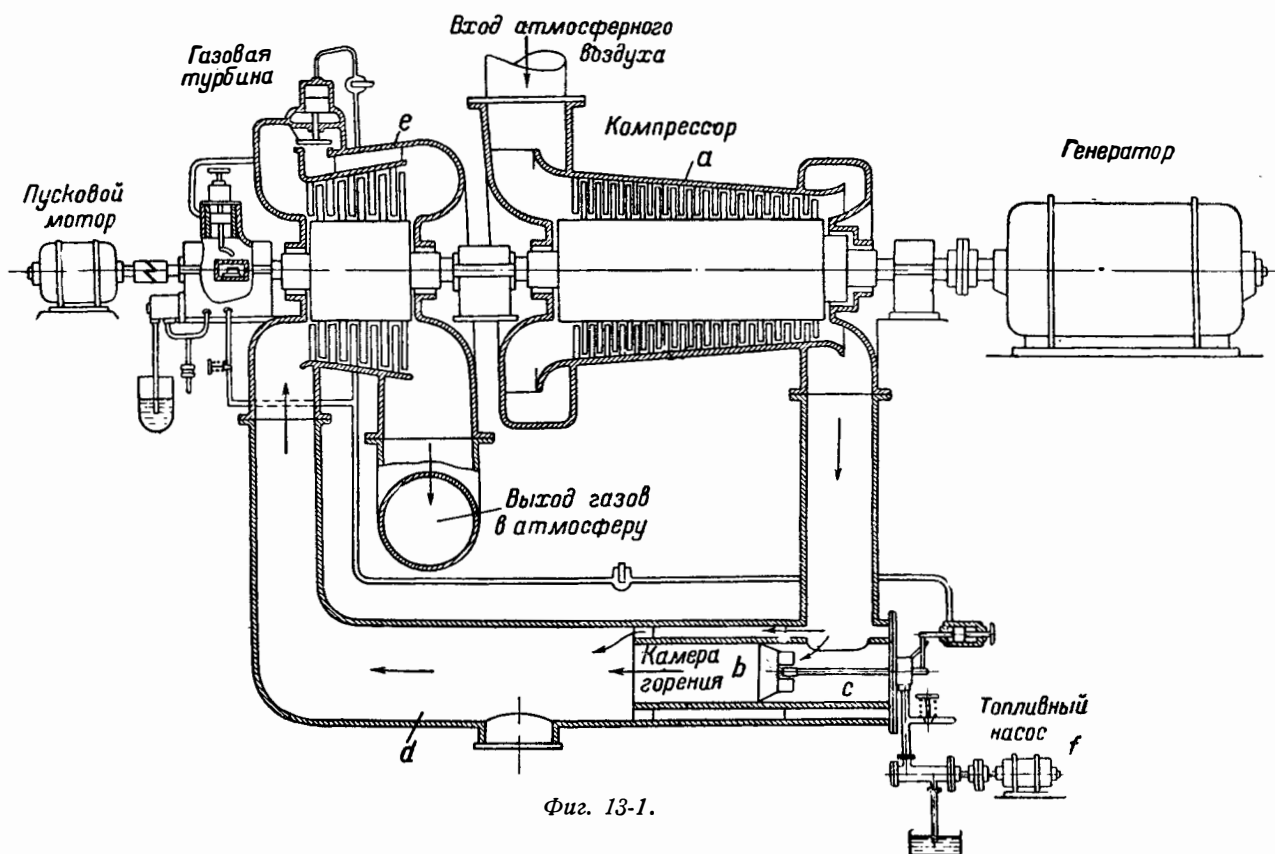
В сравнении с поршневыми двигателями турбины внутреннего сгорания имеют большие преимущества. Прежде всего они при значительно более простой конструкции позволяют в небольших по размеру агрегатах сосредоточивать большие мощности. Далее, в них отсутствует возвратно-поступательное движение, что создает в поршневых двигателях неравномерность хода и инерционные усилия. Таковы основные преимущества турбомашин.

В настоящее время эти двигатели уже вышли из стадии лабораторных опытов и практически применяются в некоторых областях техники; можно предположить, что в ближайшем будущем область их применения значительно расширится.

К каждому двигателю могут быть предъявлены два основных требования: малый вес и высокая тепловая экономичность. В зависимости от установки, для которой предназначен двигатель, одно из этих требований является преобладающим. Цикл, по которому работает проектируемый двигатель, также выбирают в зависимости от того, какое из названных требований превалирует. В каждом конкретном случае этот вопрос решается в зависимости от местных условий.

Рассмотрим сначала циклы, которые можно применять для условий, в которых малый вес двигателя и компактность всей установки являются преобладающими требованиями. Это прежде всего относится к нестационарным установкам.

Горение топлива в рассматриваемых двигателях, как и в двигателях внутреннего сгорания поршневого типа, может быть осуществлено двояко — при постоянном давлении и при постоянном объеме. Надо отметить только, что благодаря простоте и надежности устройства наибольшее распространение пока получил первый способ горения. Рабочий цикл турбины внутреннего сгорания с постоянным давлением сгорания можно представить себе происходящим следующим образом.



Фиг. 13-1.

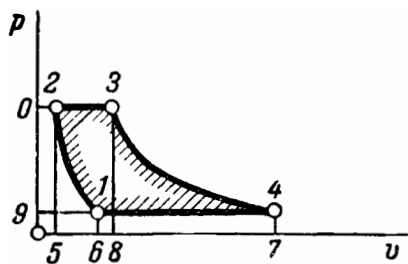
Воздух поступает в компрессор *a* (фиг. 13-1), где адиабатически сжимается. Далее он поступает в камеру горения *b*, куда через форсунку *c* при помощи насоса *f* поступает топливо. При $p = \text{const}$ происходит сгорание топлива. Продукты сгорания, разбавленные воздухом (*d*) до приемлемой температуры, поступают в газовую турбину *e*. Приобретенная при расширении газа кинетическая энергия преобразуется на лопатках в механическую энергию.

Как видно, рассматриваемый двигатель состоит из двух агрегатов: турбокомпрессора и собственно турбины внутреннего сгорания. Условимся весь агрегат в целом называть газотурбинным агрегатом.

Из описания его работы устанавливаем, что рабочее тело не совершает замкнутого процесса; в двигателе происходит необратимое сгорание топлива и свойства рабочего тела меняются.

Для термодинамического рассмотрения такого цикла надо идеализировать процессы, с каковой целью предположим, что в цикле участвует неизменное количество рабочего

тела. Цикл представим себе протекающим так: в цилиндре компрессора (в этом случае удобнее представлять себе сжатие в поршневом, а не турбокомпрессоре, что для процессов изменения состояния значения не имеет) находится 1 кг идеального газа, сначала происходит сжатие его по адиабате 1-2 (фиг. 13-2). При этом затрачивается работа, измеряемая площадью 1-2-5-6-1. Затем от бесконечного ряда источников при $p = \text{const}$ рабочее тело нагревается (процесс 2-3) и при этом оно совершает работу, измеряемую площадью



Фиг. 13-2.

5-2-3-8-5. Далее происходит расширение по кривой 3-4 с совершением работы соответственно площади 3-4-7-8-3. После использования на лопатках рабочего колеса кинетической энергии газа, полученной при расширении, рабочее тело поступает в холодный источник. Здесь оно отдает тепло при $p = const$ бесконечному ряду холодных источников; при этом затрачивается работа, измеряемая площадью 4-1-6-7-4 (процесс 4-1). Далее цикл повторяется вновь.

Описанный процесс изменения состояния 1 кг рабочего тела есть замкнутый обратимый процесс и как таковой может быть нами рассмотрен.

Полезную работу за весь цикл можно получить, как алгебраическую сумму работ всех процессов; таким образом

$$Aw_0 = \text{пл. } 1-2-3-4-1 - \text{пл. } 1-2-5-6-1 + \\ + \text{пл. } 5-2-3-8-5 + \text{пл. } 8-3-4-7-8 - \text{пл. } 4-1-6-7-4.$$

Можно поступить и иначе. Известно, что работа идеального компрессора измеряется площадью 9-1-2-0-9. С другой стороны, работа при расширении в сопле, создающая кинетическую энергию газа, используемую в двигателе, измеряется площадью 9-4-3-0-9. Отсюда полезная работа в цикле выразится разностью работ обеих машин, т. е. разностью площадей, измеряющих их работу:

$$w_0 = \text{пл. } 1-2-3-4-1 - \\ = \text{пл. } 9-4-3-0-9 - \text{пл. } 9-1-2-0-9. \quad (a)$$

Первая из площадей, входящая в уравнение (a), измеряет работу турбины; как кинетическая энергия при адиабатическом истечении, она измеряется располагаемым теплосодержанием между точками 3 и 4; по (10-5) она равна разности теплосодержаний; таким образом:

$$Aw_{0m} = \text{пл. } 9-4-3-0-9 = i_3 - i_4 = h_{0m}.$$

Здесь w_{0m} — полезная работа идеальной турбины.

Вторая площадка в уравнении (a), измеряющая работу, затрачиваемую в компрессоре, составит:

$$Aw_{0к} = \text{пл. } 9-1-2-0-9 = i_2 - i_1 = h_{0к}.$$

Здесь $w_{0к}$ — абсолютное значение работы компрессора.

Найдем термический к. п. д. цикла рассматриваемого газотурбинного агрегата. По формуле (5-3) имеем:

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

Из уравнений адиабат 3-4 и 1-2 следует:

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

и

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

Так как по условию $p_3 = p_2$, а $p_4 = p_1$, то правые части равны между собой, отсюда

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1}.$$

По правилу образования сложной пропорции имеем:

$$\frac{T_3 - T_2}{T_4 - T_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Подставляя в (b), получаем при $c_p = const$:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\frac{T_2}{T_1}}.$$

Из адиабаты 1-2

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

и

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

Если обозначить

$$\frac{v_1}{v_2} = \varepsilon \quad (13-1)$$

и

$$\frac{p_2}{p_1} = \lambda, \quad (13-2)$$

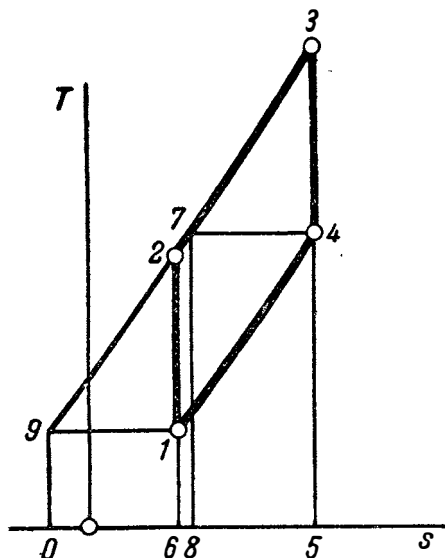
где ε — степень сжатия, а λ — степень увеличения давления в цикле, то

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (13-3)$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (13-4)$$

Как видно из формулы (13-4), термический к. п. д. газотурбинного агрегата, рабо-



Фиг. 13-3.

тающего по этому циклу, зависит от λ (или, что то же, от ϵ), причем с увеличением λ увеличивается и η_t . С другой стороны, от отношения $\frac{T_3}{T_1}$ начальной и конечной температур цикла η_t не зависит.

В Ts -диаграмме цикл идеального газотурбинного агрегата представлен на фиг. 13-3. Тепло к рабочему телу подводится по линии 2-3 и по смыслу Ts -диаграммы измеряется площадью 2-3-5-6-2; отводится тепло по линии 4-1 и измеряется площадью 1-4-5-6-1. Разность этих площадей, т. е. площадь 2-3-4-1-2, измеряет полезное тепло в цикле. Эта же площадь измеряет и полезную работу идеального цикла; таким образом

$$Aw_0 = \text{пл. } 2-3-4-1-2.$$

Работу w_0 в рассматриваемой диаграмме можно получить и как разность работ турбины и компрессора. По отношению к идеальному газу это видно из следующего. Работа турбины измеряется кинетической энергией газа при расширении от точки 3 до точки 4, т. е. при $c_p = \text{const}$

$$Aw_{0m} = i_3 - i_4 = c_p (T_3 - T_4). \quad (c)$$

Из (с) видно, что работа турбины равна количеству тепла в изобарическом процессе между T_3 и T_4 . Проектируя точку 4 на изобару 9-3, можно это количество тепла измерить площадью 7-3-5-8-7; она и представляет собой работу турбины.

Абсолютное значение работы компрессора составляет:

$$Aw_{0к} = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1), \quad (d)$$

Проектируя точку 1 на ту же изобару, можно количество тепла в уравнении (d) измерить площадью 9-2-5-0-1, которая вместе с тем представляет собой и работу компрессора.

Разность работ турбины и компрессора дает полезную работу идеального газотурбинного агрегата; отсюда ее можно получить так:

$$Aw_0 = \text{пл. } 7-3-5-8-7 - \text{пл. } 9-2-6-0-9 = \text{пл. } 2-3-5-6-2 - \text{пл. } 9-7-8-0-9.$$

(Третья часть равенства получилась путем прибавления одной и той же площади 2-7-8-6-2 к уменьшаемому и вычитаемому второй части равенства).

Вследствие эквидистантности кривых 1-4 и 9-3

$$\text{пл. } 9-7-8-0-9 = \text{пл. } 1-4-5-6-1,$$

а поэтому

$$Aw_0 = \text{пл. } 2-3-5-6-2 - \text{пл. } 1-4-5-6-1;$$

$$Aw_0 = \text{пл. } 2-3-4-1-2,$$

что сходится с полученным ранее.

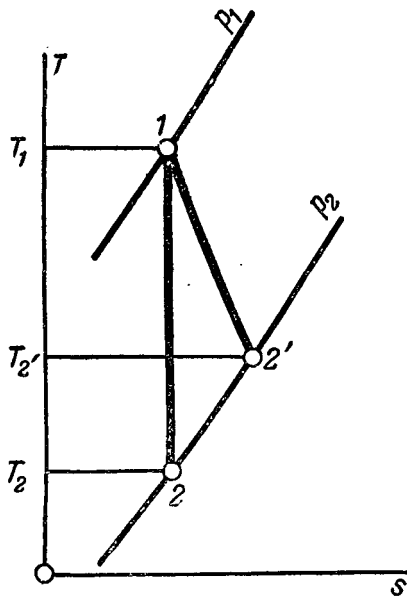
При рассмотрении действительных газотурбинных агрегатов надо обратить внимание на то, что сжатие газообразного рабочего тела в них происходит в отдельном агрегате—турбокомпрессоре и осуществляется оно с потерями большими, чем в двигателе внутреннего сгорания поршневого типа, причем в последнем сжатие происходит в том же цилиндре, в котором происходит и сгорание. Потери работы всего цикла в поршневом двигателе оценивались к. п. д., относящимся ко всему циклу в целом. Здесь же потери работы оцениваются отдельно по компрессору и отдельно по турбине.

Учитывая это, рассмотрим работу газа внутри газотурбинного агрегата, приняв во внимание происходящие при этом потери. Наибольшее влияние на отклонение процесса от идеального имеют потери на трение в газе вследствие больших скоростей движения рабочего тела. Как в компрессоре, так и в турбине расход энергии на трение влечет повышение температуры рабочего тела, так как работа трения превращается в тепло и усваивается рабочим телом (отдачей тепла через стенки внешней среде пренебрегаем). Внутренние потери компрессора учитывает $\eta_{ад}$, а для учета внутренних потерь турбины служит внутренний относительный к. п. д. ее, представляющий отношение действительной работы w_i газа в турбине к полезной работе w_0 идеальной турбины, т. е.

$$\eta_{0im} = \frac{w_i}{w_{0m}}. \quad (13-5)$$

Если на фиг. 13-4 1-2—идеальное расширение, а точка 2' характеризует конечное состояние газа с учетом трения, то при $c_p = \text{const}$

$$Aw_{0m} = i_1 - i_2 = c_p (T_1 - T_2).$$



Фиг. 13-4.

Аналогично для действительной турбины:

$$\omega_{im} = i_1 - i_2' = c_p (T_1 - T_2').$$

Отсюда

$$\eta_{oim} = \frac{T_1 - T_2'}{T_1 - T_2}$$

и

$$T_2' = T_1 - \eta_{oim}(T_1 - T_2). \quad (13-6)$$

Эта формула дает возможность по известному η_{oim} найти действительную температуру рабочего тела.

В Ts -диаграмме цикл изобразится так, как это показано на фиг. 13-5. На ней 9-3 и 1-4' — соответственно изобары подвода и отвода тепла. Конечное состояние рабочего тела по выходе из компрессора изображается точкой 2', а необратимый процесс адиабатического сжатия условно заменяется обратимой политропой 1-2', в которой подведенное тепло соответствует работе трения; необратимый процесс адиабатического расширения условно заменен обратимой политропой 3-4'. Таким образом, вместо идеального цикла 1-2-3-4-1 мы получаем цикл 1-2'-3-4'-1, имеющий с идеальным циклом одни и те же исходную и максимальную температуры. Подвод и отвод внешнего тепла происходит соответственно по кривым 2'-3 и 1-4', так что подведенное извне тепло по смыслу Ts -диаграммы измеряется площадью 0-2'-3-6-0, а отведенное —

площадью 1-4'-4''-1'-1; таким образом, работа ω_i газа внутри двигателя составляет:

$$A\omega_i = \text{пл. } 0-2'-3-6-0 - \text{пл. } 1-4'-4''-1'-1.$$

Если буквы, стоящие в площадках (границей каждой площадки на фиг. 13-5 служит соответствующая штриховка, измеряют эти площадки, то

$$A\omega_i = (a + b) - (c + b + d) = a - c - d.$$

Это же значение работы ω_i можно получить как разность работ газа в турбине и компрессоре. Если точка 4' представляет собой конечное состояние газа по выходе из турбины, то площадь 3-6-5-7-3 измеряет работу газа внутри турбины (точка 7 есть проекция точки 4'); соответственно пл. 2'-0-8-9-2' измеряет работу компрессора.

Отсюда работа газотурбинного агрегата составляет:

$$A\omega_i = \text{пл. } 3-6-5-7-3 - \text{пл. } 2'-0-8-9-2'.$$

Вследствие эквидистантности кривых 3-9 и 1-4'

$$\text{пл. } 2'-0-8-9-2' = \text{пл. } 1-2''-5'-1'-1.$$

Последнюю можно представить так:

$$\begin{aligned} \text{пл. } 1-2''-5'-1'-1 &= \text{пл. } 1-4'-4''-1'-1 - \text{пл. } 2''-4'-4''-5'-2'' = \\ &= \text{пл. } 1-4'-4''-1'-1 - \text{пл. } 2'-7-5-0-2'. \end{aligned}$$

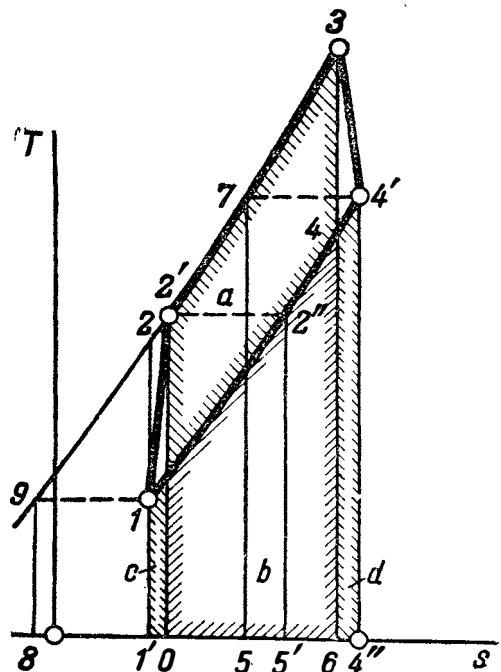
Подставляя полученное в первоначальное уравнение, получаем:

$$A\omega_i = \text{пл. } 3-6-5-7-3 - \text{пл. } 1-4'-4''-1'-1 + \text{пл. } 2'-7-5-0-2';$$

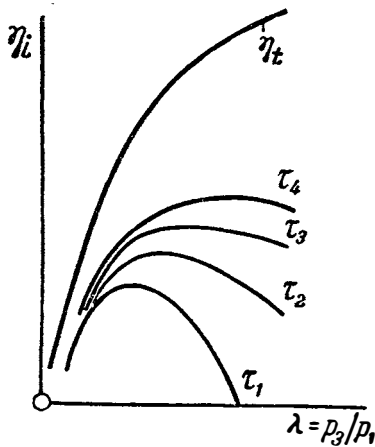
$$A\omega_i = (a + b) - (c + b + d),$$

$$A\omega_i = a - c - d,$$

что сходится с полученным ранее.



Фиг. 13-5.



Фиг. 13-6.

Обратимся к вычислению характеристики газотурбинного агрегата с учетом потерь, из которых остановимся только на внутренних потерях, как наиболее интересных с точки зрения термодинамики.

Из определения внутреннего относительного к. п. д. турбины (13-5) находим работу w_{im} газа внутри турбины:

$$w_{im} = w_{om} \eta_{im}. \quad (13-7)$$

Из определения адиабатического к. п. д. компрессора (12-9) находим расходы энергии w_{ik} на сжатие в компрессоре с учетом потерь внутри компрессора:

$$w_{ik} = \frac{w_{ok}}{\eta_{ad}}. \quad (13-8)$$

Внутренний к. п. д. η_i газотурбинного агрегата можно найти так:

$$\eta_i = \frac{w_i}{q_{1d}}, \quad (13-9)$$

где по смыслу w_i есть разность соответствующих работ турбины и компрессора, т. е.

$$w_i = w_{im} - w_{ik}, \quad (13-10)$$

а q_{1d} есть расход тепла действительного двигателя, т. е. с учетом названных потерь:

$$q_{1d} = c_p (T_3 - T_2') = i_3 - i_2'. \quad (13-11)$$

Таким образом, внутренний к. п. д. газотурбинного агрегата найдется по формуле

$$\eta_i = \frac{w_{om} \eta_{im} - \frac{w_{ok}}{\eta_{ad}}}{i_3 - i_2'}. \quad (13-12)$$

Произведенные по этой формуле расчеты показывают, что внутренний к. п. д. газотурбинного агрегата при постоянных η_{im} и η_{ad}

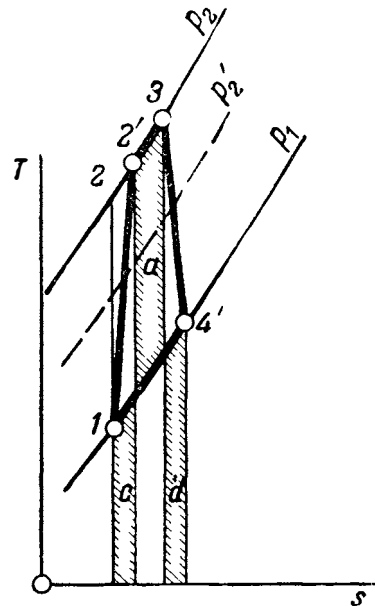
зависит от λ и τ , где λ — степень увеличения давления, а $\tau = \frac{T_3}{T_1}$ — степень увеличения температуры, причем с ростом λ сначала η_i возрастает, а затем начинает падать; таким образом, для каждого значения τ имеется оптимальное значение для η_i ; с ростом τ растет и η_i , отсюда, чем ниже t_1 и чем выше t_3 , тем η_i больше (фиг. 13-6).

Наличие максимума на кривой $\eta_i = f(\lambda)$ для заданного $\tau = \frac{T_3}{T_1}$ можно показать и при помощи Ts -диаграммы. Из фиг. 13-7 видно, что для двух крайних положений давления p_2 внутренняя работа w_i равна нулю. Первое крайнее положение соответствует отсутствию сжатия, т. е. когда p_2 совпадает с p_1 ; второе крайнее положение будет для такого p_2 , при котором имеется равенство

$$a = c + d,$$

т. е. когда вся получаемая работа лишь покрывает потери на трение в компрессоре и турбине.

Для всякого промежуточного положения $p_2 = p_2'$ внутренняя работа имеет положительное значение, причем при переходе значения p_2 от одного крайнего положения к другому работа w_i сначала растет, а затем по мере возрастания роли потерь убывает, переходя при этом через некоторое максимальное значение.



Фиг. 13-7.

Исходя из сказанного о влиянии температуры для газотурбинных агрегатов, представляет интерес оценивать внутреннюю работу действительного газотурбинного агрегата не по сравнению с идеальной работой турбодвигателя, потребляющего то же количество тепла, что и действительный, как это делается для других двигателей; здесь сравнение целесообразно производить по отношению к идеальному двигателю с теми же начальной и максимальной температурами, что имеет действительный газотурбинный агрегат.

Обращаясь к фиг. 13-5 и исходя из только что сказанного, вводим следующее определение *внутреннего относительного к. п. д. газотурбинного агрегата*:

$$\eta_{oi} = \frac{w_i}{w_0} = \frac{\text{пл. } 2'-3-6-0-2' - \text{пл. } 1-4'-4''-1'-1}{\text{пл. } 1-2-3-4-1} \quad (13-13)$$

или

$$\eta_{oi} = \frac{a - c - d}{\text{пл. } 1-2-3-4-1}. \quad (13-14)$$

Как видно, в обоих случаях работа отнесена к 1 кг рабочего тела.

Найдем связь η_{oi} с другими характеристиками; по определению имеем для идеального и действительного газотурбинного агрегата с одними и теми же начальной и максимальной температурами:

$$\eta_i = \frac{w_0}{q_{1\mu\theta}}$$

$$\eta_i = \frac{w_i}{q_{1\theta}}.$$

Разделив второе на первое, получаем:

$$\frac{w_i}{w_0} = \frac{\eta_i q_{1\theta}}{\eta_i q_{1\mu\theta}}. \quad (13-15)$$

Левая часть по определению представляет собой внутренний относительный к. п. д. газотурбинного агрегата; таким образом, при $c_p = \text{const}$

$$\eta_{oi} = \frac{\eta_i (i_3 - i_2')}{\eta_i (i_3 - i_2)} = \frac{\eta_i (T_3 - T_2')}{\eta_i (T_3 - T_2)};$$

отсюда

$$\eta_i = \eta_{oi} \frac{T_3 - T_2}{T_3 - T_2'}.$$

Здесь

$$\frac{T_3 - T_2}{T_3 - T_2'} = \Theta \quad (13-16)$$

— коэффициент, который учитывает увеличение температуры вследствие наличия трения в газе при сжатии.

Таким образом,

$$\eta_i = \eta_{oi} \Theta. \quad (13-17)$$

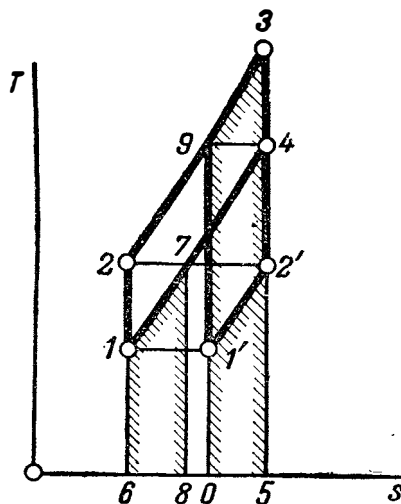
13-2. МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО К. П. Д. ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Если нет особых требований, ограничивающих вес установки, можно повысить термический к. п. д. газотурбинного агрегата введением некоторых мероприятий, которые, однако, вместе с повышением экономичности установки усложняют ее и увеличивают вес.

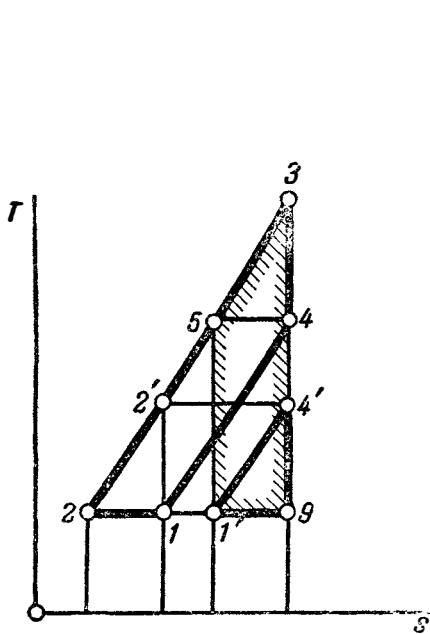
Если конечная температура T_4 выше, чем T_2 (фиг. 13-8), то подвод тепла можно к рабочему телу частично произвести так, как это делалось в обобщенном цикле Карно; охлаждающееся рабочее тело при этом понизит свою температуру от T_4 до T_7 , нагревающееся — поднимет от T_2 до T_9 ; в холодный источник поступит при этом $q_2 = \text{пл. } 1-7-8-6-1 < \text{пл. } 1-4-5-6-1$, а от горячего источника будет подведено $q_1 = \text{пл. } 0-9-3-5-0 < \text{пл. } 2-3-5-6-2$. Этот предварительный нагрев рабочего тела, за счет тепла тела, уже совершившего цикл, называется *регенерацией*. Термический к. п. д. при наличии регенерации больше, чем термический к. п. д. без нее.

И действительно, если провести линию $1'-2'$, эквидистантную линии $1-4$ и $2-3$, получим цикл $1'-9-3-2'-1$ с большим λ , а следовательно, и большим η_i , чем у цикла $1-2-3-4-1$, осуществляемого без регенерации. Если же в цикле $1-2-3-4-1$ проведена регенерация, то его η_i становится равным η_i цикла $1'-9-3-2'-1$, так как соответственно q_1 и q_2 у них одинаковы.

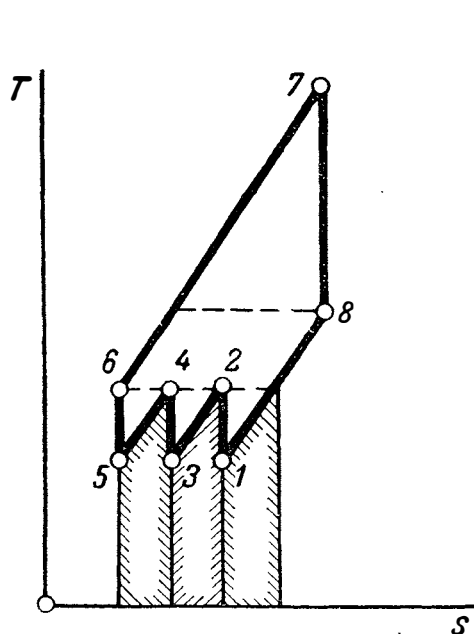
Наибольший эффект регенерация будет иметь, если сжатие рабочего тела производить по изотерме. На фиг. 13-9 цикл $1-2-3-4-1$



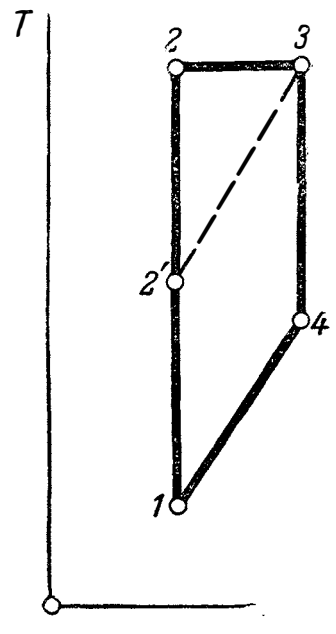
Фиг. 13-8.



Фиг. 13-9.



Фиг. 13-10.



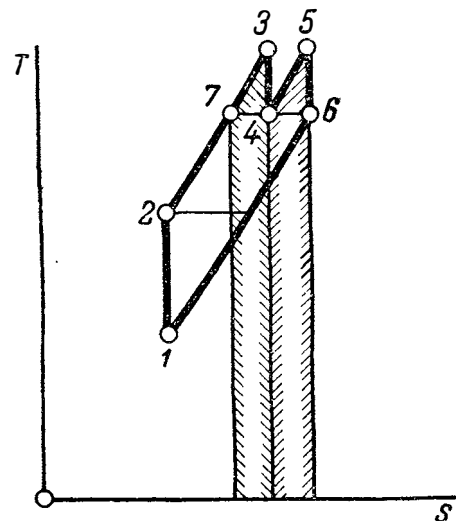
Фиг. 13-11.

имеет такое сжатие. Если в нем осуществить регенерацию, то по экономичности он становится равным с циклом $1'-5-3-9-1'$ [$1'-4'$ эквидистантна $1-4$], так как у обоих циклов соответственно равны q_1 и q_2 , а η_t этого последнего, очевидно, больше, чем η_t цикла $1'-5-3-4'-1'$, равнозначного по экономичности циклу $1-2'-3-4-1$ с адиабатическим сжатием и регенерацией (см. фиг. 13-8).

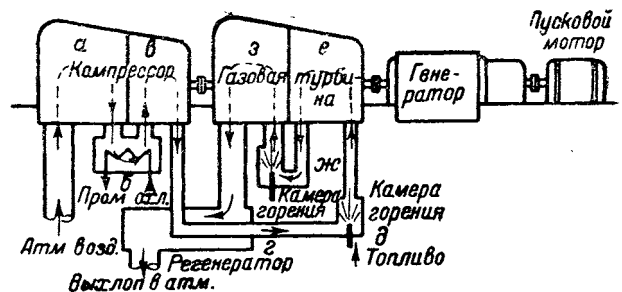
Однако, изотермическое сжатие трудно осуществимо и, как это было изложено в главе двенадцатой, к нему приближаются устройством многоступенчатого сжатия по адиабатам (фиг. 13-10) с промежуточным охлаждением по изобарам.

Следующее мероприятие, ведущее к улучшению термического к. п. д., касается способа подвода тепла. Как известно, наиболее выгодным было бы осуществить подвод тепла по изотерме, как в цикле Карно. Применительно к рассматриваемому циклу с адиабатическим сжатием и адиабатическим расширением это получилось бы так, как показано на фиг. 13-11. Однако, такой подвод тепла также трудно выполним конструктивно, и изотермический подвод заменяют ступенчатым подводом по изобарам; такой двухступенчатый подвод показан на фиг. 13-12 (см. пример 13-1).

Приведенные мероприятия — регенерация, ступенчатое охлаждение, ступенчатый подвод тепла — значительно повышают к. п. д. газовой



Фиг. 13-12.



Фиг. 13-13.

турбины. Схема такой установки приведена на фиг. 13-13.

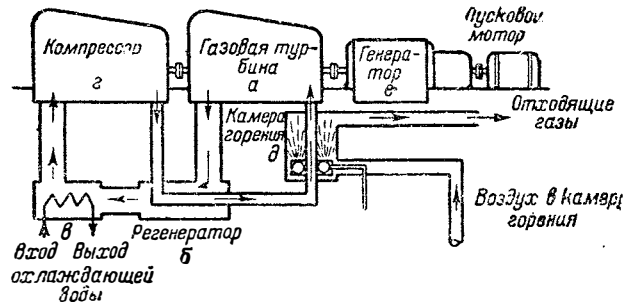
Атмосферный воздух поступает в компрессор *а* низкого давления и после адиабатического сжатия в нем—во вторую ступень *в*, проходя предварительно через промежуточный охладитель *б*. После этого начинается подвод тепла: сначала регенеративным путем в регенераторе *г*—от отработавших газов, а затем—от внешнего источника тепла в камере сгорания *д*. После этого рабочее тело поступает в турбину *е* высокого давления, где и расширяется; затем оно поступает во вторую камеру горения *ж*, где снова производится подвод тепла от внешнего источника. Завершается процесс расширением в турбине *з* низкого давления, после чего рабочее тело, пройдя регенератор *г*, выходит из установки.

Если изменение состояния рабочего тела в этой установке представить как обратимый цикл, то в *T_v*-диаграмме он может быть изображен так, как это сделано на фиг. 13-14 (здесь буквы относятся к процессам в аппаратах, так же обозначенных, как на фиг. 13-13). Легко видеть, что этот цикл при бесконечном увеличении числа ступеней подвода и отвода тепла стремится к своему пределу—обобщенному циклу Карно.

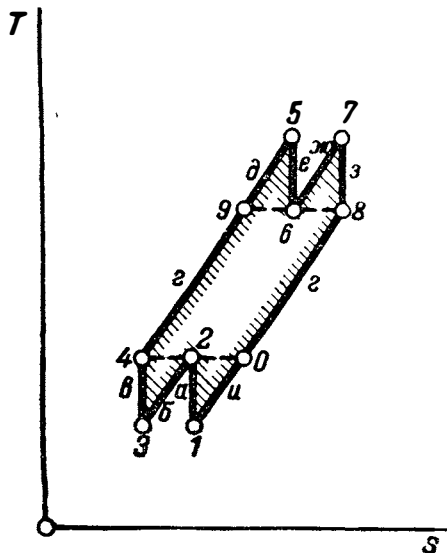
Мы до сих пор имели в виду такие действительные установки, в которых рабочим телом являются продукты сгорания топлив, покидающие установку после совершения работы в ней. Такие установки называют работающими по *открытому (разомкнутому) циклу*; их легко осуществить, если для горения

служит газообразное или жидкое топливо. Для использования твердых топлив может быть применен так называемый *замкнутый (замкнутый) цикл*. В нем имеется воздушный подогреватель (котел), в котором нагревают воздух (или другой газ), служащий рабочим телом для газовой турбины. В этом случае одна и та же порция рабочего воздуха (циркуляционный воздух) проходит через турбину и котел, в результате чего получается замкнутый процесс рабочего тела. Схема такой установки показана на фиг. 13-15.

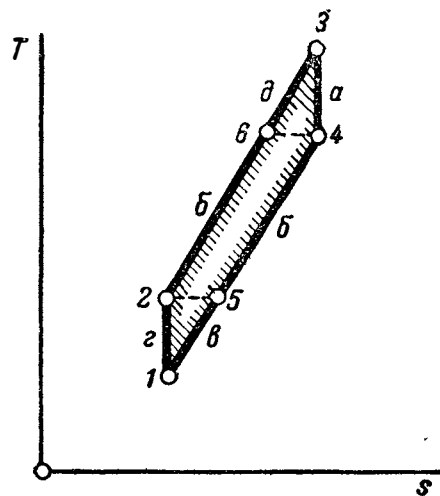
На ней представлен газотурбинный агрегат с одноступенчатым сжатием и одноступенчатым подводом тепла. Рабочее тело, выйдя из газовой турбины *а* направляется в регенератор *б*, где охлаждается, отдавая тепло рабочему телу, и в дальнейшем продолжает отдавать тепло в охладителе *в* (холодный источник). В охлажденном состоянии оно поступает в компрессор *г*, где сжимается; далее оно нагревается сначала регенеративным путем в регенераторе *б*, а затем от внешнего источника в воздушном подогревателе *д*, где может быть использовано и твердое топливо. На од-



Фиг. 13-15.



Фиг. 13-14.



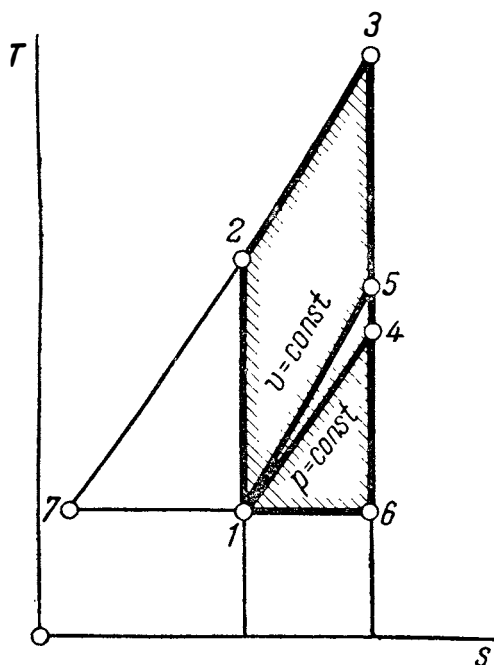
Фиг. 13-16.

ном валу с газотурбинным агрегатом сидит генератор электрического тока e и пусковой мотор, нужный для пуска агрегата в ход. Ts -диаграмма идеального цикла для такой установки представлена на фиг. 13-16; буквы, стоящие на ней, отвечают фиг. 13-15.

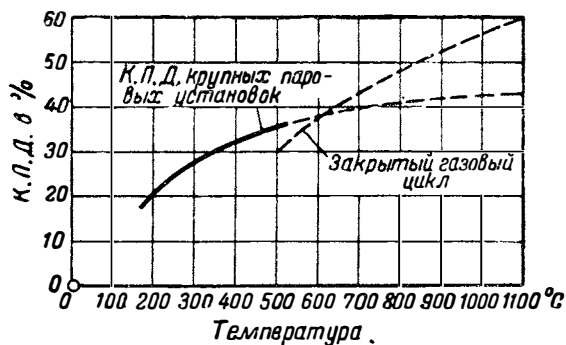
С термодинамической точки зрения замкнутый цикл не вносит никаких изменений, так как именно с одной и той же порцией рабочего тела термодинамика имеет дело в рассматриваемых ею циклах. На конструкции же агрегатов это отражается в значительной мере, что, однако, здесь не рассматривается.

Представляет интерес произвести сравнение цикла газовой турбины с циклом Дизеля. Отвлекаясь от действительных условий, сравним их при одной и той же степени сжатия и одинаковой конечной температуре T_3 . В Ts -диаграмме (фиг. 13-17) цикл 1-2-3-4-1 и цикл 1-2-3-5-1 соответственно представляют цикл газовой турбины и Дизеля; очевидно, что η_i первого двигателя выше, чем у второго. Еще большее преимущество у газовой турбины получается, если для сравнения взять цикл 1-7-3-4-1 с изотермическим сжатием и регенерацией. Можно показать, что для него η_i значительно выше, чем для Дизеля.

В действительных условиях при сравнении циклов надо принять во внимание два



Фиг. 13-17.



Фиг. 13-17а.

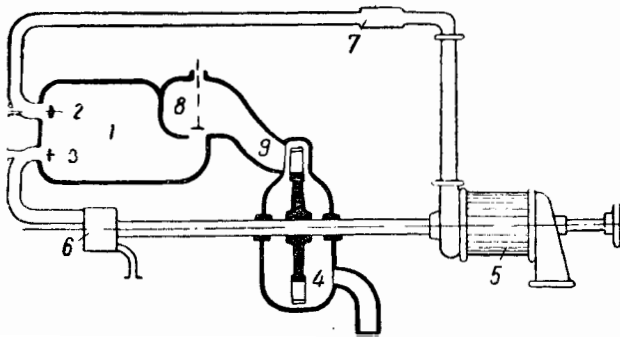
следующих обстоятельства в пользу двигателя Дизеля. Первое заключается в том, что он допускает более высокую степень сжатия и более высокую конечную температуру горения.

Преимущество второго обстоятельства вытекает из рассмотрения формулы (13-12). Оба члена в числителе сравнительно мало отличаются друг от друга и поэтому незначительное увеличение первого или уменьшение второго резко увеличивает η_i . У двигателя Дизеля соотношение между работой расширения и сжатия больше ввиду более высокой температуры горения; вместе с тем сжатие и расширение происходят с меньшими потерями; все это приводит к тому, что η_i для поршневого двигателя больше, чем для газовой турбины; таким образом, в действительном процессе частично теряются термические выгоды идеального цикла газовой турбины. Дальнейшие успехи в конструировании газовых турбин и повышение конечной температуры могут привести к снижению этих потерь. Таким образом, значительные конструктивные преимущества, сочетаемые с большой экономичностью, сулят газовым турбинам быстрое проникновение в промышленность и транспорт.

Сравнительные подсчеты показывают, что при существующих условиях газовые турбины уступают и паросиловым установкам, но и здесь имеются благоприятные перспективы, связанные с применением более высоких температур. Это видно из фиг. 13-17а.

13-3. ЦИКЛ СО СГОРАНИЕМ ПРИ $V=CONST$

Рассмотрим другой цикл, в котором в отличие от только что описанного сгорание происходит при постоянном объеме. Газотурбинный агрегат, работающий по такому циклу, в упрощенном виде представлен на фиг. 13-18. Он состоит из камеры сгорания 1 с клапана-



Фиг. 13-18.

ми 2, 3 и 8; через первый из них поступает воздух, а через второй—топливо; на общем вале сидят турбинное колесо 4, компрессор 5 и топливный насос 6. Воздух прежде чем поступить в камеру сгорания (их может быть несколько) поступает в большой резервуар 7, назначение которого—сглаживать неравномерности давления. Таким образом, компрессор всегда работает на постоянное давление, существующее в резервуаре. Описание работы газотурбинного агрегата начнем с того момента, когда рабочая смесь заполнила камеру сгорания; клапаны 2, 3 и 8 закрыты. От постороннего источника происходит воспламенение горючей смеси; последняя мгновенно сгорает, и продукты сгорания воспринимают выделившееся тепло; давление повышается; клапан 8 подымается, и газы через сопло поступают на лопатки турбины. Истечение из сопла происходит при понижающемся давлении в камере сгорания 1, чем этот случай отличается от всех рассмотренных до сих пор случаев истечения, в которых давление газа перед соплом оставалось все время постоянным. Как только давление в камере сгорания понизится до давления, существующего в резервуаре 7, открываются клапаны 2 и 3 и в камеру начинает поступать новая порция воздуха и горючего; с этого момента в ней давление остается постоянным, так что дальнейшее истечение продуктов сгорания в насадке 9 происходит уже при постоянном давлении в камере сгорания. В то время как происходит заполнение камеры сгорания новой порцией смеси, остатки продуктов сгорания проходят через колесо и покидают агрегат. К тому моменту, когда все продукты сгорания выйдут из камеры, она вновь заполняется новой порцией; клапаны 2, 3, 8 закрываются, и происходит новый цикл.

Для термодинамического рассмотрения описанный цикл нужно заменить обратимым,

как это было сделано в предыдущем случае; $p-v$ -диаграмма такого цикла представлена на фиг. 13-19. На ней 1-2—сжатие в компрессоре, 2-3—нагревание от верхних источников тепла, 3-4—адиабатическое расширение, 4-1—охлаждение при помощи холодных источников тепла.

Об адиабатическом расширении 3-4 нужно сказать следующее: часть его 3-2' происходит при закрытых клапанах 2, 3 и 8, так что в этой части истечение газов происходит при понижающемся давлении в камере 1; в точке 2' происходит открытие клапанов, и с этого момента при дальнейшем истечении давление в камере остается постоянным, равным p_2 .

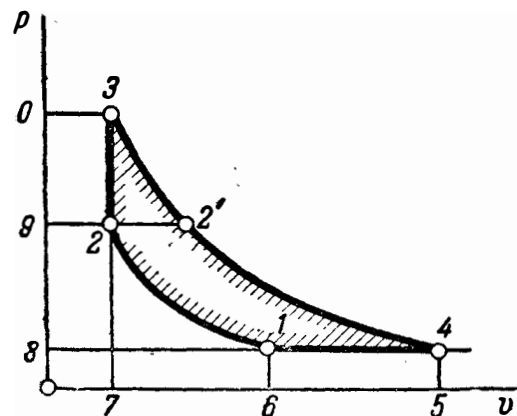
Полезную работу в цикле подсчитаем как алгебраическую сумму работ всех процессов, осуществляющих цикл. Это возможно потому, что вне зависимости от того, как происходит истечение, каждый килограмм газа при идеальном процессе описывает изображенный на фиг. 13-19 цикл и проходит через все изменения состояния, входящие в него. Следовательно, площадки под линиями процессов измеряют работу в этих процессах. (Подсчет работы по разности работ турбины и компрессора в этом случае был бы сложен ввиду необходимости учитывать понижение давления на участке 3-2' при истечении).

Таким образом, работа расширения в цикле измеряется площадкой 7-3-4-5-7, работа сжатия—площадкой 7-2-1-6-7 и площадкой 1-4-5-6-1. Полезная работа составит разность этих площадок, расширения и сжатия, т. е.

$$w_0 = \text{пл. } 1-2-3-4-1.$$

Эту последнюю можно представить как разность

$$w_0 = \text{пл. } 0-3-4-8-0 - (\text{пл. } 0-3-2-9-0 + \text{пл. } 1-2-9-8-1)$$



Фиг. 13-19.

или

$$\omega_0 = \frac{i_3 - i_4}{A} - \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - (p_3 - p_2) v_2.$$

В полученном выражении средний член—это абсолютная работа компрессора:

$$\omega_k = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1),$$

а разность первого и третьего члена — работа турбины:

$$\omega_m = \frac{h_{0m}}{A} - (p_3 - p_2) v_2.$$

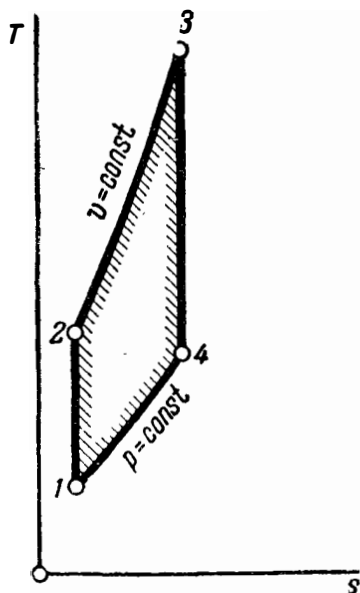
Этот вид диаграммы характерен для таких турбин, которые частично работают с понижающимся при истечении давлением.

Найдем выражение для термического к. п. д. цикла газотурбинного агрегата. Для этого представим цикл в Ts -диаграмме (фиг. 13-20); по определению

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

Разделив и умножив числитель на T_1 , а знаменатель на T_2 , получим:

$$\eta_t = 1 - k \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2} \quad (a)$$



Фиг. 13-20.

Обозначим

$$\frac{T_3}{T_2} = \theta; \quad (13-18)$$

$$\frac{v_1}{v_2} = \epsilon; \quad (13-19)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \lambda. \quad (13-20)$$

Первое отношение показывает степень увеличения температуры и характеризует максимальную температуру в цикле; так как для процесса 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2},$$

то величина θ характеризует и максимальное давление в цикле.

Второе и третье отношения характеризуют процесс сжатия рабочей смеси.

Выразим $\frac{T_4}{T_1}$ в зависимости от θ . На основании (1-11) пишем:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{v_4}{v_1}. \quad (b)$$

По формуле (3-49) находим:

$$v_4 = v_3 \left(\frac{T_3}{T_4} \right)^{\frac{1}{k-1}};$$

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

После подстановки в (b) и алгебраических преобразований, получаем ($v_3 = v_2$):

$$\frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{T_3}{T_2} \right)^{\frac{1}{k}} = \theta^{\frac{1}{k}}.$$

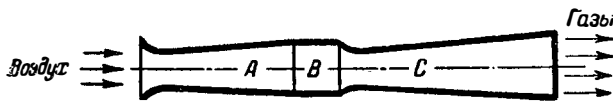
Кроме того, на основании (3-49), (13-19) и (13-20) имеем:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}} = \frac{1}{\frac{k-1}{k} \lambda}$$

и термический к. п. д. цикла принимает вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{k(\theta^{\frac{1}{k}} - 1)}{\theta - 1} \cdot \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (13-21)$$

Этот тип двигателя, несмотря на некоторые термические преимущества сгорания при $= \text{const}$, получил меньшее развитие и представляет интерес лишь для некоторых специальных случаев. В нем труднее осуществить те



Фиг. 13-21.

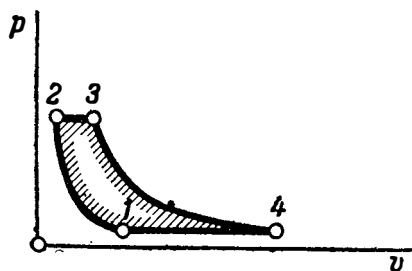
улучшения к. п. д., которые рассмотрены в § 13-2. Так, невозможно использовать ступенчатый подвод тепла и регенерацию в той мере, как это осуществлено в двигателях со сгоранием при p -const.

13-4. ЦИКЛЫ РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

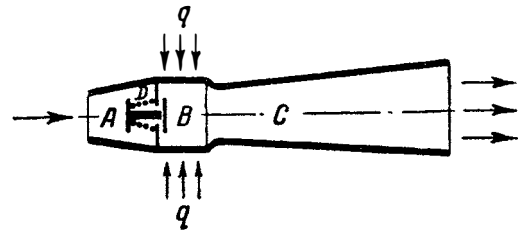
Для реактивных двигателей (§ 10-3), применяемых в последнее время в нестационарных установках (преимущественно на самолетах), идеальными циклами являются те же, что и для газовых турбин. Рассмотрим здесь принцип работы так называемых *воздушно-реактивных двигателей*; характер протекания горения в них может быть сведен к горению при постоянном давлении и при постоянном объеме.

Реактивный двигатель предназначен для аппаратов, перемещающихся в пространстве с большой скоростью, и это обстоятельство может быть использовано для сжатия рабочего тела (это сжатие является элементом цикла, по которому работает двигатель). Действительно, заменим для удобства рассуждения движение аппарата в неподвижном воздухе движением воздуха по отношению к неподвижному аппарату, что не должно отразиться на наших выводах. Воздух входит в диффузор A (фиг. 13-21), при этом если воздух движется со скоростью, большей скорости звука, диффузор должен иметь сначала суживающуюся часть, а затем — расширяющуюся.

При движении по диффузору скорость воздуха будет уменьшаться, а давление увеличиваться; в минимальном сечении скорость и давление станут критическими; при дальнейшем движении в расширяющейся части скорость будет понижаться, а давление увеличи-



Фиг. 13-22.



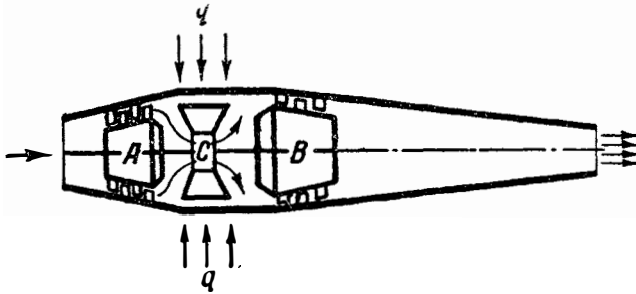
Фиг. 13-23.

ваться. Так происходит сжатие рабочего тела. Из диффузора оно поступает в камеру сгорания B , где к нему подводится тепло при p -const. В дальнейшем рабочее тело поступает в сопло C , где при расширении возникает кинетическая энергия рабочего тела, а вместе с тем и реактивная сила, направленная к установке и направленная в сторону, противоположную выходу газа. (Если отношение давления в окружающей среде к давлению в камере меньше, чем ρ , то сопло имеет форму сопла Лаваля.)

Изменение состояния рабочего тела в идеальном двигателе составит цикл $1-2-3-4-1$ (фиг. 13-22), где $1-2$ — сжатие рабочего тела в диффузоре; $2-3$ — подвод тепла; $3-4$ — расширение рабочего тела; $4-1$ — отвод тепла от рабочего тела, требующийся в идеальном двигателе для приведения рабочего тела к первоначальному состоянию.

При сгорании с v -const диффузор A необходимо отделить от камеры сгорания, как это, например, сделано на фиг. 13-23, где имеется клапан D , сидящий на пружине. При повышении давления клапан открывается, и воздух поступает в камеру сгорания B . В это время в камеру впрыскивается топливо, при сгорании которого давление в камере повышается и камера закрывается клапаном; далее начинается истечение из сопла; камера вновь открывается, как только давление в ней опустится до давления в диффузоре. Изменение состояния рабочего тела происходит здесь по циклу $1-2-3-4-1$ (фиг. 13-19), в котором $1-2$ — сжатие в диффузоре; $2-3$ — подвод тепла в камере горения; $3-4$ — расширение, причем $3-2'$ — расширение при закрытом клапане, а $2'-4$ — при открытом; $4-1$ — отнятие тепла и приведение рабочего тела к первоначальному состоянию. Такой работающий двигатель называют *пульсирующим двигателем*.

Рассмотренные циклы относятся к так называемым *прямоточным воздушно-реактивным двигателям*. Как видно, в них сжатие рабочего тела совершается за счет использования



Фиг. 13-24.

скоростного напора воздуха. Формула для термического к. п. д. в них такая же, как и в газовых турбинах, имеющих соответствующий цикл изменения состояния рабочего тела (13-3), (13-4) и (13-21).

В курсах двигателей¹ излагаются подробности относительно конструкции этих двигателей, пуска их в ход, областей применения. Здесь следует указать только, что ввиду небольших значений λ термический к. п. д. прямоочных воздушно-реактивных двигателей незначителен и они находят себе применение лишь в некоторых специальных случаях.

Для увеличения степени сжатия, а следовательно, и экономичности реактивных двигателей применяют предварительное сжатие рабочего тела при помощи компрессора; последний приводится в действие специальным двигателем, чаще всего газовой турбиной. При этом схема установки получает такой вид (фиг. 13-24). В передней части устанавливают компрессор А, на одном валу с которым помещают газовую турбину В. Сжатый воздух поступает в камеру С, куда впрыскивают и топливо при помощи насоса. На лопатках турбины используется некоторая часть энергии газов, необходимая только для привода в действие компрессора и насоса. В дальнейшем газы поступают в сопло, где расширяются и покидают установку со стороны, противоположной входу. Кинетическая энергия этих газов идет на создание реактивной силы, которая дает тягу, движущую всю установку.

Применяемые здесь циклы те же, что рассмотренные ранее (§ 13-1, 13-2).

Пример 13-1. В газовой турбине с регенерацией, адиабатическим расширением и двухступенчатым подводом тепла найти наилучшее промежуточное давление и условие для конечных температур рабочего тела в каждой из ступеней расширения (фиг. 13-25 и фиг. 13-26).

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

может быть представлен для данного случая так:

$$\eta_t = \frac{A\omega_{0m} - q_2}{A\omega_{0m}} = 1 - \frac{q_2}{A\omega_{0m}}$$

вследствие того, что при регенерации

$$A\omega_{0m} = q_1.$$

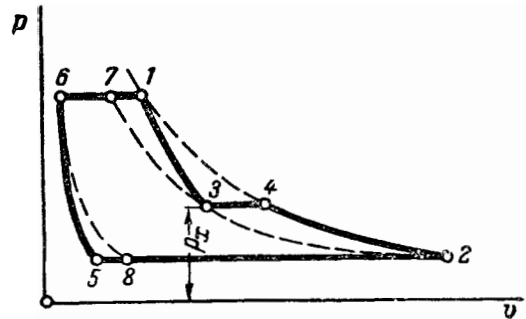
Таким образом, максимальное значение η_t при ступенчатом подводе тепла зависит от промежуточного давления подвода тепла, так как q_2 от характера подвода тепла не зависит.

Наилучший эффект от промежуточного подвода тепла, очевидно, получился бы при

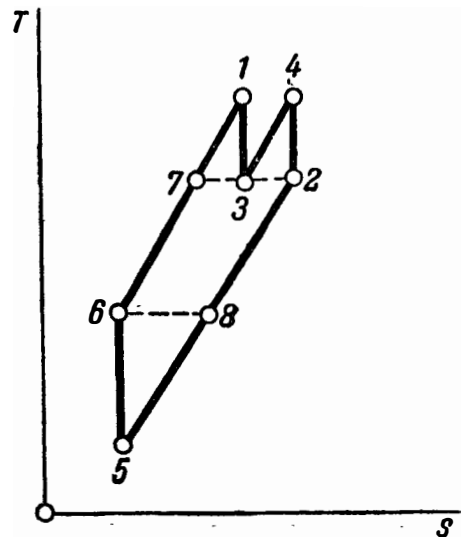
$$T_4 = T_1, \quad (а)$$

т. е. если бы при вторичном подогреве была бы достигнута максимальная температура в цикле.

Наивыгоднейшее давление $p_3 = p_4 = p_x$ определяется максимальным значением суммарной работы, полученной в обеих ступенях.



Фиг. 13-25.



Фиг. 13-26.

¹ Проф. Н. В. Иноземцев, Курс тепловых двигателей. 1945.

На основании формулы (п) (§ 10-2) получаем значение работы в обеих ступенях:

$$w = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + \frac{k}{k-1} p_x v_x \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Так как

$$p_1 v_1 = p_x v_x$$

то

$$w = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[2 - \left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Для того, чтобы w получило максимальное значение, производная от выражения в скобках по p_x должна быть равна нулю. Находим значение p_x , удовлетворяющее этому условию:

$$-\frac{k-1}{k} p_1^{-\frac{k-1}{k}} \frac{k-1}{k} p_x^{-\frac{k-1}{k}} - 1 + \frac{k-1}{k} p_2^{-\frac{k-1}{k}} v_x^{-\frac{k-1}{k}} = 0.$$

Сокращая на $-\frac{k-1}{k} p^{-1}$, получаем:

$$\left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

откуда получаем:

$$p_x = \sqrt{p_1 p_2}. \quad (b)$$

Если обозначить

$$\frac{p_1}{p_x} = \frac{p_x}{p_2} = x,$$

то

$$x = \sqrt{\frac{p_1}{p_2}},$$

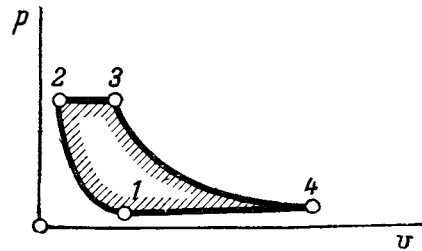
и вообще при числе ступеней n и конечном давлении v_k

$$x = \sqrt[n]{\frac{p_1}{v_k}}.$$

Условие для температур точек 3 и 2 получим из найденного условия (b). Для адиабат 1-3 и 4-2 имеем:

$$\left(\frac{p_1}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_1}{T_3};$$

$$\left(\frac{p_4}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_4}{T_2}$$



Фиг. 13-27.

Ввиду равенства левых частей [условие (b)] равны и правые, т. е.

$$\frac{T_1}{T_3} = \frac{T_4}{T_2},$$

и вследствие условия (a)

$$T_3 = T_2. \quad (c)$$

Нетрудно показать, что при этом

$$s_7 - s_3 = s_3 - s_2.$$

Пример 13-2. Рассчитать цикл газовой турбины со сгоранием при $p = \text{const}$ для следующих данных:

$$p_1 = 1 \text{ ага}; t_1 = 17^\circ \text{C}; t_3 = 600^\circ \text{C}; \lambda = 8;$$

$$\eta_{\text{отм}} = 0,88; \eta_{\text{ад}} = 0,87; c = \text{const}.$$

Рабочее тело — воздух (фиг. 13-27).

Идеальный цикл

Параметры p , v и T отдельных точек цикла

Точка 1.

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,3 \cdot 290}{1 \cdot 10^4} = 0,848 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

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

$$T_2 = T_1 \lambda^{\frac{k-1}{k}} = 290 \cdot 8^{0,286} = 290 \cdot 1,82 = 527^\circ \text{K};$$

$$t_2 = 254^\circ \text{C};$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \lambda; p_2 = p_1 \lambda = 1 \cdot 8 = 8 \text{ ага};$$

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{29,3 \cdot 527}{8 \cdot 10^4} = 0,193 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 3.

$$t_3 = 600 + 273 = 873^\circ \text{K};$$

$$v_3 = p_2 = 8 \text{ ага};$$

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}; v_3 = v_2 \frac{T_3}{T_2};$$

$$v_3 = 0,193 \frac{873}{527} = 0,320 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4.

$$\frac{T_3}{T_4} = \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \frac{873}{T_4} = \frac{527}{290};$$

$$T_4 = \frac{873 \cdot 290}{527} = 480 \text{ }^\circ\text{K};$$

$$t_4 = 207 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$p_4 = p_1 = 1 \text{ ага}; \quad \frac{v_4}{v_1} = \frac{T_4}{T_1};$$

$$v_{1-2} = \frac{480}{290} \cdot 0,848; \quad v_4 = 1,4 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Количество тепла и работа (везде вычисляем абсолютные значения величин).

$$q_1 = q_{2-3} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_2);$$

$$q_1 = \frac{7}{28,9} (873 - 527) = 83,7 \text{ ккал/кг};$$

$$q_2 = q_{1-4} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_4 - T_1);$$

$$q_2 = \frac{7}{28,9} (480 - 290) = 45,9 \text{ ккал/кг};$$

$$w_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

$$w_{1-2} = \frac{10^4}{1,4-1} (8 \cdot 0,193 - 1 \cdot 0,848) = 17\,500 \text{ кгм/кг},$$

$$w_{2-3} = p_2 (v_3 - v_2);$$

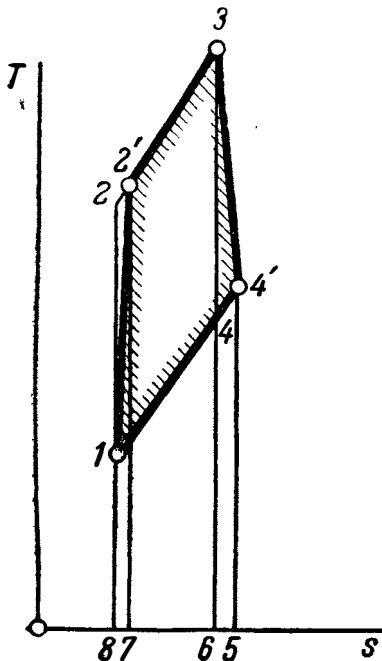
$$w_{2-3} = 10^4 \cdot 8 (0,32 - 0,193) = 10\,200 \text{ кгм/кг};$$

$$w_{3-4} = \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_4 v_4);$$

$$w_{3-4} = \frac{10^4}{1,4-1} (8 \cdot 0,32 - 1 \cdot 1,4) = 29\,000 \text{ кгм/кг};$$

$$w_{1-4} = p_1 (v_4 - v_1);$$

$$w_{1-4} = 1 \cdot 10^4 (1,4 - 0,848) = 5\,500 \text{ кгм/кг}.$$



Фиг. 13-28.

Работа турбодвигателя:

$$w_0 = w_{2-3} + w_{3-4} - w_{1-2} - w_{1-4};$$

$$w_0 = 10\,200 + 29\,000 - 17\,500 - 5\,500 = 16\,200 \text{ кгм/кг};$$

$$A w_{0m} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_4) = \frac{7}{28,9} (873 - 480) = 95,0 \text{ ккал/кг};$$

$$A w_{0к} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_2 - T_1) = \frac{7}{28,9} (527 - 290) = 57,2 \text{ ккал/кг}.$$

Проверка:

$$w_0 = w_{0m} - w_{0к} = \frac{95,0 - 57,2}{A} = 427 \cdot 37,8 = 16\,200 \text{ кгм/кг}.$$

Проверка:

$$w_0 = \frac{q_{2-3} - q_{1-4}}{A} = 427 (83,7 - 45,9) = 16\,200 \text{ кгм/кг}.$$

Термический к. п. д.

$$\eta_{it} = 1 - \frac{1}{\frac{k-1}{\lambda^k}} = 1 - \frac{1}{8^{0,286}} = 0,451.$$

Проверка:

$$\eta_{it} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{83,7 - 45,9}{83,7} = \frac{37,8}{83,7} = 0,451.$$

Действительный цикл (фиг. 13-28)

$$T_{2'} = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{\eta_{ад}};$$

$$T_{2'} = 290 + \frac{527 - 290}{0,87} = 562 \text{ }^\circ\text{K} = 289 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$q_{1\delta} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_{2'});$$

$$q_{1\delta} = \frac{7}{28,9} (873 - 562) = 75,4 \text{ кгм/кг};$$

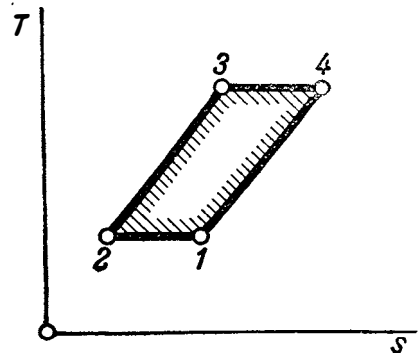
$$T_{4'} = T_3 - \eta_{им} (T_3 - T_4);$$

$$T_{4'} = 873 - 0,88 (873 - 480) = 527 \text{ }^\circ\text{K} = 254 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$q_{2\delta} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_{4'} - T_2);$$

$$q_{2\delta} = \frac{7}{28,9} \cdot (527 - 290) = 57,5 \text{ ккал/кг};$$

$$\eta_{ii} = \frac{q_{1\delta} - q_{2\delta}}{q_{1\delta}} = \frac{75,4 - 17,9}{75,4} = 0,238.$$



Фиг. 13-29.

Проверка:

$$\eta_t = \frac{A\omega_t}{q_{1\partial}} = \frac{A\omega_{0m} \eta_{oim} - \frac{A\omega_{0k}}{\eta_{ad}}}{q_{1\partial}} = \frac{95,0 \cdot 0,88 - \frac{57,2}{0,87}}{75,4}$$

$$\eta_t = 0,238$$

Внутренний относительный к. п. д. газотурбинного агрегата:

$$\eta_{oi} = \frac{\omega_i}{\omega_0} = \frac{17,9}{37,8} = 0,473.$$

Иначе:

$$\eta_i = \eta_t \eta_{oi} \theta;$$

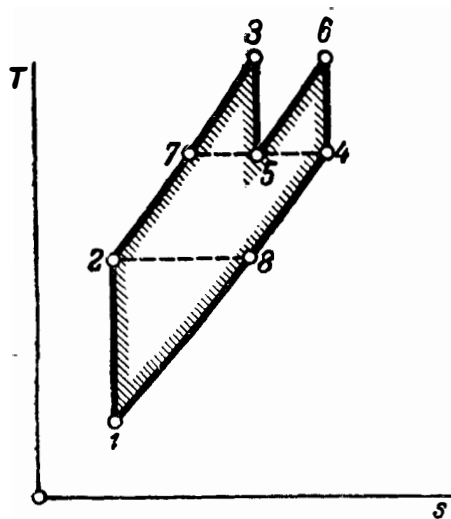
$$\theta = \frac{T_3 - T_2}{T_3 - T_2'} = \frac{873 - 527}{873 - 562} = 1,115.$$

Таким образом,

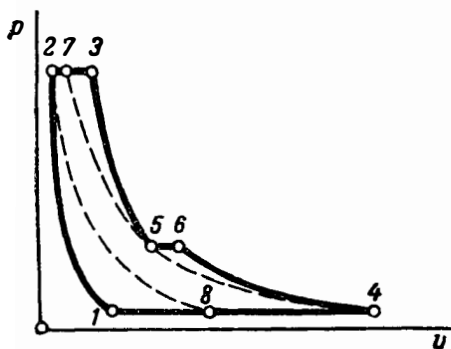
$$\eta_i = \eta_t \eta_{oi} \theta = 0,451 \cdot 0,473 \cdot 1,115 = 0,238.$$

Регенерация

Предельным случаем (фиг. 13-29) здесь был бы цикл с изотермическим подводом и изотермическим отводом тепла и это был бы обобщенный цикл Карно.



Фиг. 13-30.



Фиг. 13-31.

Термический к. п. д. для него

$$\eta_t = \frac{T_4 - T_1}{T_4} = \frac{873 - 290}{873} = 0,667.$$

Цикл со ступенчатым подводом тепла (фиг. 13-30 и 13-31)

Некоторые параметры точек

Находим наиболее выгодное давление промежуточного подвода тепла (см. задачу 13-1):

$$p_5 = \sqrt{p_3 p_4} = \sqrt{8 \cdot 1} = 2,83 \text{ атм.}$$

По той же задаче

$$T_5 = T_4,$$

[Пунктирные кривые на фиг. (13-31) — изотермы].

Вычисляем значение T_4 :

$$\frac{T_3}{T_5} = \left(\frac{p_3}{p_5} \right)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$\frac{873}{T_5} = \left(\frac{8}{2,83} \right)^{0,286} = 1,345;$$

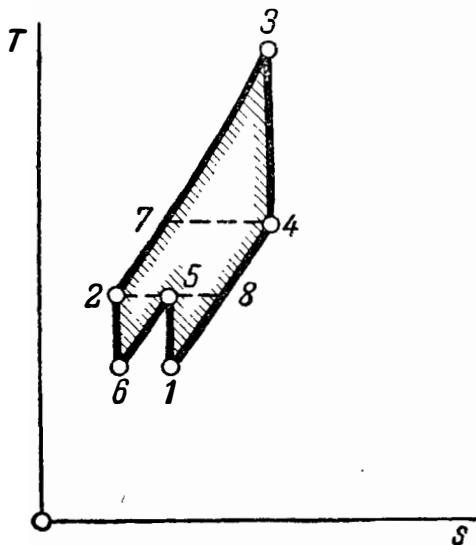
$$T_5 = T_4 = \frac{873}{1,345} = 649 \text{ }^\circ\text{K.}$$

Работа расширения

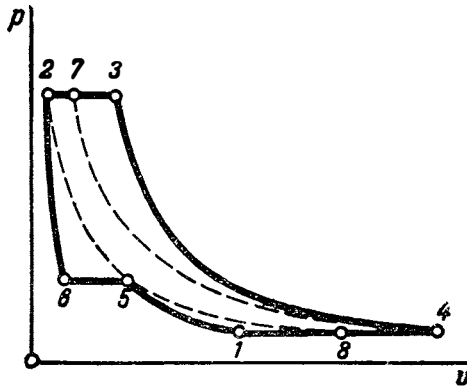
$$\omega_{0m} = 2 \frac{k}{k-1} p_5 v_5 \left[\left(\frac{p_3}{p_5} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = 2 \frac{k}{k-1} R T_5 \left[\left(\frac{p_3}{p_5} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right];$$

$$\omega_{0m} = 2 \cdot \frac{1,4}{0,4} \cdot 29,3 \cdot 649 \left(2,83^{0,286} - 1 \right) = 46 \text{ 000 кгм/кг.}$$

(Ср. с одноступенчатым подводом тепла, при котором $\omega_{0m} = 95 \cdot 427 = 40 \text{ 600 кгм/кг.}$)



Фиг. 13-32.



Фиг. 13-33.

Термический к. п. д.

Подвод тепла от точки 2 до точки 7 производится путем регенерации тепла ($T_4 = T_7$); таким образом, рабочее тело от верхнего источника получает:

$$q_1 = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_7) + \frac{\mu c_p}{\mu} (T_6 - T_5) = \frac{7}{28,9} (873 - 649 + 873 - 649) \\ q_1 = 108,8 \text{ ккал/кг.}$$

Количество отведенного тепла ($T_8 = T_2$)

$$q_2 = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_8 - T_1) = \frac{7}{28,9} (527 - 290) = 56,8 \text{ ккал/кг;} \\ \eta_t = \frac{108,8 - 56,8}{108,8} = 0,478.$$

Цикл со ступенчатым сжатием (фиг. 13-32 и 13-33)

Некоторые параметры точек

$$p_5 = \sqrt[3]{p_1 p_2} = \sqrt[3]{1 \cdot 8} = 2,83 \text{ атм.}$$

Находим:

$$T_2 = T_5; \\ \frac{T_5}{T_1} = \left(\frac{p_5}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 2,83^{0,286} = 1,345; \\ T_5 = 290 \cdot 1,345 = 390 \text{ }^\circ\text{C;} \\ T_5 = T_2 = 390 \text{ }^\circ\text{K.}^{\circ}$$

(Ср. с конечной температурой T_2 сжатия в цикле без ступенчатого сжатия, равной $527 \text{ }^\circ\text{K}$.)

Работа сжатия

$$w_{0к} = 2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_5}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]; \\ w_{0к} = 2 \frac{1,4}{0,4} 1 \cdot 0,848 \cdot 10^4 \left[2,83^{0,286} - 1 \right] = 20800 \text{ кгм/кг}$$

(Ср. с одноступенчатым сжатием, при котором

$$w_{0к} = 57,2 \cdot 427 = 24500 \text{ кгм/кг.})$$

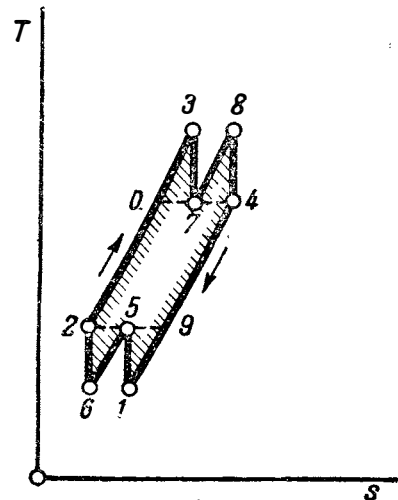
Термический к. п. д.

Подвод тепла от точки 2 до точки 7 производится путем регенерации тепла; таким образом, из верхнего источника рабочее тело получает:

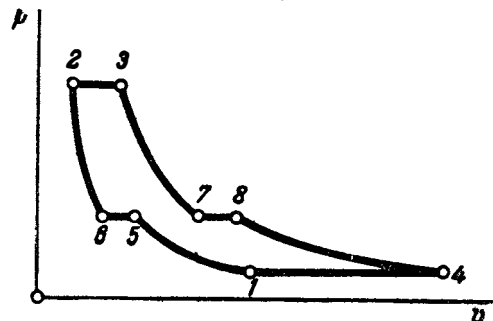
$$q_1 = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_7) = \frac{7}{28,9} (873 - 480) = 95 \text{ ккал/кг;} \\ q_2 = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_8 - T_1) + \frac{\mu c_p}{\mu} (T_5 - T_6); \\ q_2 = \frac{7}{28,9} (390 - 290) + \frac{7}{28,9} (390 - 290); \\ q_2 = 2 \cdot \frac{7}{28,9} 100 = 48,4; \\ \eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{95 - 48,4}{95} = 0,49.$$

Иначе,

$$w_{0м} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_4) = \frac{7}{28,9} (873 - 480) = 95 \text{ ккал/кг;} \\ w_{0к} = \frac{\mu c_p}{\mu} (T_5 - T_1) + \frac{\mu c_p}{\mu} (T_2 - T_6); \\ w_{0к} = \frac{7}{28,9} (390 - 290 + 390 - 290) = 48,4 \text{ ккал/кг;} \\ \eta_t = \frac{(w_{0м} - w_{0к}) A}{q_1} = \frac{95 - 48,4}{95} = 0,49.$$



Фиг. 13-34.



Фиг. 13-35.

Цикл с двухступенчатым подводом тепла и двухступенчатым сжатием (фиг. 13-34 и 13-35)

Параметры точек

Здесь

$$\begin{aligned} T_1 = T_6 = 290 \text{ }^\circ\text{K}; \\ T_2 = T_5 = T_9 = 390 \text{ }^\circ\text{K}; \\ T_4 = T_7 = T_0 = 649 \text{ }^\circ\text{K}; \\ T_3 = T_8 = 873 \text{ }^\circ\text{K}; \\ p_2 = p_3 = 8 \text{ атм}; \\ p_1 = p_4 = 1 \text{ атм}. \end{aligned}$$

Термический к. п. д.

Как в цикле со ступенчатым подводом тепла,

$$q_1 = 108,8 \text{ ккал/кг.}$$

Как в цикле со ступенчатым сжатием,

$$q_2 = 48,4 \text{ ккал/кг.}$$

Отсюда

$$\eta_t = \frac{108,8 - 48,4}{108,8} = 0,555.$$

Цикл с трехступенчатым подогревом и трехступенчатым сжатием (фиг. 13-36)

Параметры некоторых точек

Здесь

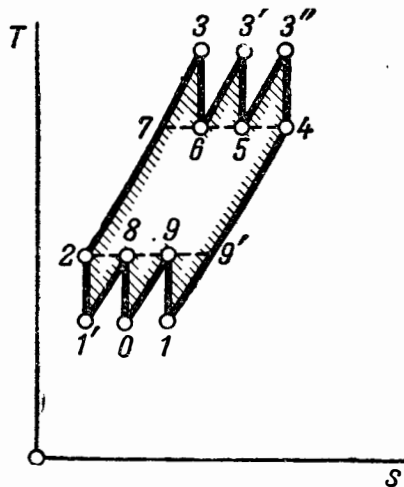
$$\begin{aligned} T_1 = T_4 = T_{1'} = 290 \text{ }^\circ\text{K}; \\ T_2 = T_8 = T_9; \\ T_3 = T_{3'} = T_{3''} = 873 \text{ }^\circ\text{K}; \\ T_4 = T_5 = T_6 = T_7; \end{aligned}$$

$$\frac{p_3}{p_6} = \frac{p_6}{p_5} = \frac{p_5}{p_4} = \frac{p_2}{p_8} = \frac{p_8}{p_9} = \frac{p_9}{p_1} = \sqrt[3]{8 \cdot 1} = 2;$$

$$\left(\frac{p_3}{p_6}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_3}{T_6};$$

$$2^{0,286} = \frac{873}{T_6}; T_6 = \frac{873}{1,22} = 716 \text{ }^\circ\text{K};$$

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_2}{T_1}; 2^{0,286} = \frac{T_2}{290}; T_2 = 290 \cdot 1,22 = 354 \text{ }^\circ\text{K}.$$



Фиг. 13-36.

Термический к. п. д.

$$q_1 = 3 \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_7) = 3 \frac{7}{28,9} (873 - 716) = 114 \text{ ккал/кг};$$

$$q_2 = 3 \frac{\mu c_p}{\mu} (T_3 - T_0) = 3 \frac{7}{28,9} (354 - 290) = 46,5 \text{ ккал/кг};$$

$$\eta_t = \frac{114 - 46,5}{114} = 0,593.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 13-1. Для идеального цикла газовой турбины с $p = \text{const}$ вычислить η_t для значений $\lambda = 2, 4, 6, 8$ и 10 и построить кривую $\eta_t = f(p)$.

Задача 13-2. Для цикла газовой турбины предыдущей задачи найти η_t , если $t_1 = 17^\circ \text{C}$ и $t_3 = 800^\circ \text{C}$; принять $p_1 = 1 \text{ атм}$, $\eta_{im}^0 = 0,88$; $\eta_{ад} = 0,87$; $k = 1,4$. Построить кривые $\eta_t = f(\lambda, \tau)$, используя данные предыдущей задачи и примера (13-2). Найти параметры всех точек цикла.

Задача 13-3. Вычислить η_t газовой турбины для $\lambda = 4$, $t_1 = -30^\circ \text{C}$, $t_3 = 800^\circ \text{C}$, приняв остальные исходные данные из предыдущей задачи.

Задача 13-4. Для цикла газовой турбины с $p = \text{const}$, $\lambda = 10$, $p_1 = 1 \text{ атм}$, $t_1 = 27^\circ \text{C}$, $t_3 = 700^\circ \text{C}$ подсчитать параметры всех точек и значения η_t без и с применением полной регенерации, двухступенчатого подвода тепла и охлаждения; то же для трех ступеней. Сравнить с результатами примера (13-2).

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ПАРΟΣИЛОВЫХ УСТАНОВОК

14-1. ЦИКЛ РЕНКИНА

В паросиловой установке сгорание топлива происходит вне цилиндра двигателя; рабочим телом, при посредстве которого тепловая энергия превращается в механическую, служит *водяной пар*¹.

¹ В последние годы получили некоторое распространение пары и других жидкостей и в первую очередь — ртути, см. Бинарные циклы, § 14-9.

При изучении циклов паровых двигателей нас будут интересовать не конструктивные особенности тех или иных двигателей, а лишь совокупность процессов, совершаемых рабочим телом. Поэтому нам будет безразлично, идет ли речь о паровой машине или о паровой турбине. Как было указано в § 10-1, разница между этими двигателями заключается в том, что в паровых машинах работа расши-

рения пара непосредственно передается поршню двигателя, в то время как в паровых турбинах работа расширения пара сначала идет на образование кинетической энергии пара, которая в дальнейшем уже на лопатках двигателя превращается в энергию вращения вала. Так как для термодинамического цикла имеет значение самый процесс изменения состояния пара, а не то, как передается работа расширения механизму двигателя, то указанное различие с точки зрения изучения цикла значения не имеет, поскольку процессы изменения состояния в обоих случаях одни и те же.

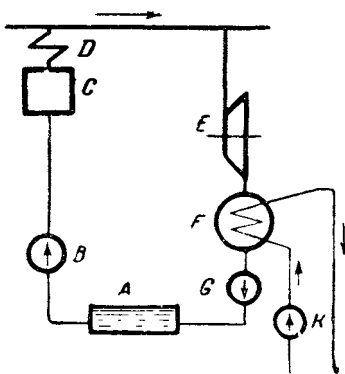
Прежде чем приступить к изучению циклов изменения состояния рабочего тела, рассмотрим схему паросиловой установки. Схема представлена на фиг. 14-1. Рабочее тело — вода — находится в *питательном баке А*, в котором давление равно атмосферному давлению. *Питательным насосом В* вода подается в котел *С*, где и происходит превращение воды в пар. В собственно котле получается насыщенный, слегка влажный пар; в таком виде он поступает в *перегреватель D*, который, как правило, составляет одно целое с котлом. В перегревателе пар досушивается и перегревается. В дальнейшем по паропроводу пар поступает в *двигатель E*, где и происходит его расширение. В некоторых случаях пар после расширения в двигателе выбрасывается в атмосферу, а в питательный бак поступает новая порция воды, которая опять направляется в котел. Давление отработавшего пара в этом случае приблизительно равно атмосферному. Следовательно, в такого рода установках (они называются установками, работающими на *выхлоп*) рабочее тело расширяется от давления, какое имеет место в котле, до давления атмосферы.

Как мы увидим в дальнейшем, экономиче-

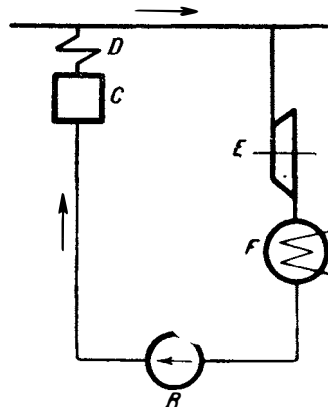
ски выгодно, чтобы рабочее тело расширялось до практически возможного минимального давления. Для того, чтобы добиться этого, поступают следующим образом.

К выходной части двигателя присоединяется особый аппарат — *конденсатор*, в котором поддерживается низкое давление: в паровых машинах около $0,1 \div 0,15 \text{ ата}$ и в паровых турбинах $0,03 \div 0,05 \text{ ата}$. Таким образом, расширение рабочего тела в двигателе происходит до давления в конденсаторе, т. е. приблизительно до $0,03 \div 0,15 \text{ ата}$. В конденсаторе пар конденсируется, что достигается отнятием от пара тепла (скрытой теплоты парообразования). Большей частью применяют так называемые *поверхностные конденсаторы*. Процесс отнятия тепла от пара происходит в них таким образом. Из какого-либо водоема — реки или озера — *циркуляционным насосом К* вода подается в трубки, размещенные внутри конденсатора; пар из двигателя также поступает в конденсатор, но движется между трубками; проходящая по трубкам вода отнимает от пара тепло, конденсируя пар; получившаяся из пара вода — *конденсат* — стекает в нижнюю часть конденсатора, а охлаждающая (циркуляционная) выбрасывается обратно в реку. Скопившийся конденсат засасывается *конденсатным насосом G* и направляется в питательный бак. В дальнейшем цикл повторяется.

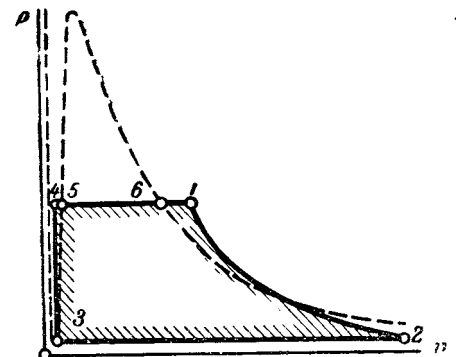
Так как нас интересуют лишь процессы изменения состояния рабочего тела, то схему можно несколько упростить, выбросив питательный бак, так как в нем никакого изменения состояния рабочего тела не происходит, а оба насоса — конденсатный и питательный — соединить в один. Протекание же циркуляционной воды, как не относящееся к рабочему телу, также можно вовсе не рассматривать. Тогда схема окажется такой, какой она пред-



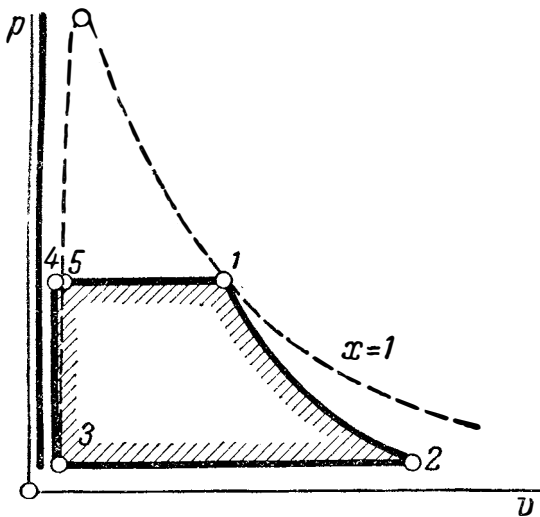
Фиг. 14-1.



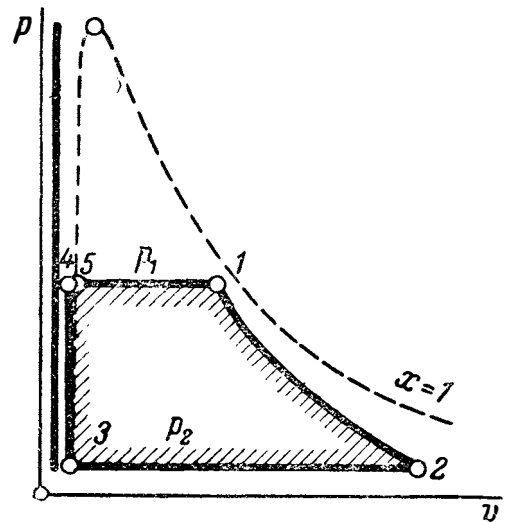
Фиг. 14-2.



Фиг. 14-3.



Фиг. 14-4.



Фиг. 14-5.

ставлена на фиг. 14-2. Буквы здесь относятся к тем же агрегатам, что и на фиг. 14-1.

Изобразим описанный цикл в p - v - и T - s -диаграммах. Пусть на фиг. 14-3 точка 3 характеризует состояние воды по выходе из конденсатора. Температура ее t_2 и удельный объем, соответствующий температуре t_2 , составляет v'_2 . Точка 3 лежит на нижней пограничной кривой.

В насосе B давление воды повышается до давления в котле p_1 . Примем, что объем воды вследствие ее несжимаемости при прохождении через насосы остается постоянным. Это положение справедливо с очень большой степенью точности. Только при очень больших давлениях и температурах изменение объема воды становится сколько-нибудь заметным. Исходя из этого, можно считать, что увеличение давления воды, если при этом нет подвода тепла, происходит при постоянной температуре, равной t_2 . Объем в точке 4 обозначим $v_{1ж}$ и на основании сказанного $v_{1ж} = v'_2$. Процесс повышения давления изобразится прямой 3-4, параллельной оси ординат.

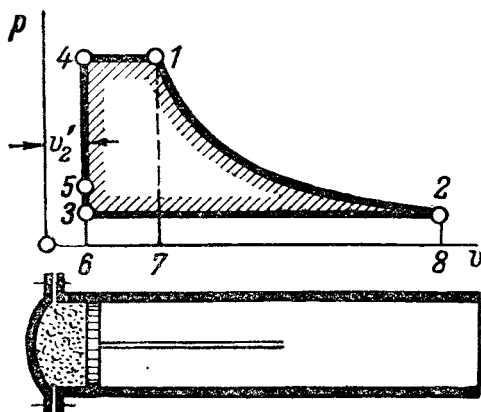
Нагревание воды в котле происходит при постоянном давлении, объем воды при этом увеличивается, и состояние воды в конце нагревания изобразится точкой 5; объем воды при этом обозначают v'_1 ; далее происходит кипение, заканчивающееся в точке 6, где объем пара v''_1 , и, наконец, происходит перегрев до точки 1—объем пара здесь v_1 .

В дальнейшем пар поступает в двигатель, где происходит адиабатическое расширение, причем большей частью пар выходит из него

влажным; в точке 2 начинается конденсация пара в конденсаторе, которая происходит при постоянном давлении; в точке 3 конденсация заканчивается (точка 3 лежит на нижней пограничной кривой), и насосом вода снова подается в котел.

В случае работы сухим насыщенным или влажным паром диаграмма примет вид, изображенный на фиг. 14-4 и 14-5.

Для термодинамического анализа описанного здесь процесса превращения тепловой энергии в механическую можно отвлечься от всех названных агрегатов и рассмотреть изменение состояния 1 кг рабочего тела, все время находящегося в цилиндре двигателя. Для этого представим себе, что в цилиндре под поршнем помещен 1 кг жидкости, состояние которой такое же, какое имеет вода в питательном баке (фиг. 14-6). На диаграмме оно характеризуется точкой 5. Поднимаем давление, под которым находится вода, до p_1 ; этот процесс ввиду несжимаемости воды изобразится прямой 4-5. Затем от бесконечного ряда верхних источников подводим тепло по изобаре 4-1 таким образом, что вода нагревается до температуры кипения, после чего она испаряется, а получившийся пар перегревается; состояние получившегося пара изобразится точкой 1. В этой точке нарушается связь с верхними источниками и происходит расширение рабочего тела по адиабате до давления p_2 в точке 2, после чего рабочее тело приходит в соприкосновение с бесконечным рядом холодных источников (в случае насыщенного пара достаточно одного с температурой, рав-



Фиг. 14-6.

ной температуре насыщения) и отдает им по изобаре тепло до тех пор, пока не превратится в жидкость—на фиг. 14-6 это соответствует точке 3. В дальнейшем происходит поднятие давления жидкости до точки 5, и процесс замыкается. Таким образом, мы получили идеальный цикл, которым в первую очередь и интересуется термодинамика.

Определим работу 1 кг рабочего тела в этом цикле. Ввиду несжимаемости жидкости поднятие давления от 3 до 5 и от 5 до 4 происходит без затраты работы (не следует смешивать эту работу с работой насоса, о которой будет речь впереди). В изобарическом процессе 4-1 работа составит

$$w_1 = p_1(v_1 - v_{1ж}) = p_1(v_1 - v'_2)$$

и измеряется площадью 1-2-8-7-1.

В адиабатическом процессе 1-2 работа равна

$$Aw_2 = u_1 - u_2$$

и измеряется площадью 1-2-8-7-1.

В изобарическом процессе 2-3 работа составляет

$$w_3 = p_2(v'_2 - v_2).$$

Беря алгебраическую сумму всех работ, находим полезную работу за цикл:

$$Aw_0 = Ap_1v_1 - Ap_1v'_2 + u_1 - u_2 + Ap_2v'_2 - Ap_2v_2;$$

$$Aw_0 = (u_1 + Ap_1v_1) - (u_2 + Ap_2v_2) - A(p_1 - p_2)v'_2.$$

Так как

$$u_1 + Ap_1v_1 = i_1;$$

$$u_2 + Ap_2v_2 = i_2,$$

то

$$Aw_0 = i_1 - i_2 - A(p_1 - p_2)v'_2. \quad (14-1)$$

Из рассмотрения отдельных площадей легко получаем, что полезная работа изме-

ряется, как обычно, площадью 1-2-3-4-1, заключенной внутри диаграммы цикла.

Установим соответствие между работой 1 кг рабочего тела в только что рассмотренном обратимом цикле и работой, получаемой при прохождении рабочего тела через идеальную установку с названными ранее агрегатами.

Предположим сначала, что установка оборудована паровой машиной.

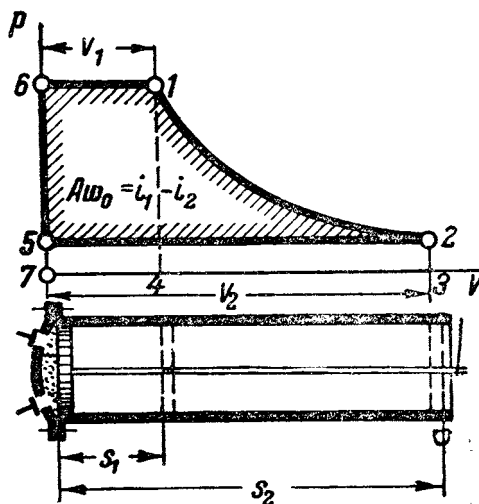
Пусть диаграмма (фиг. 14-7) изображает работу 1 кг пара, поступающего в паровую машину. По оси абсцисс откладываем объем, описываемый поршнем, по оси ординат—давление пара. Впуск пара происходит при $p = \text{const}$ и характеризуется прямой 6-1. Однако, эту прямую отнюдь нельзя рассматривать как процесс расширения 1 кг пара при $p = \text{const}$. Если здесь происходит изменение объема от точки 6 до точки 1, то это является результатом увеличения количества пара в цилиндре по мере его поступления. Работа здесь найдется как произведение постоянной силы $p_1 f$, действующей на поршень (f —сечение его), умноженной на перемещение его s_1 , т. е. работа на этом пути составит:

$$w_1 = p_1 f s_1 = p_1 v_1.$$

Далее происходит адиабатическое расширение постоянного количества в 1 кг, при котором работа попрежнему составляет:

$$Aw_2 = u_1 - u_2$$

и измеряется площадью 1-2-3-4-1. Вытalkingивание отработавшего пара происходит по прямой 5-2, которая имеет такой же смысл здесь, как и 6-1, и работа, совершенная при этом,



Фиг. 14-7.

может быть вычислена, как работа постоянной силы $p_2 f$ на пути s_2 , т. е.

$$\omega_3 = -p_2 f s_2 = -p_2 v_3$$

[знак (—) взят, так как здесь сила направлена в обратную сторону].

Беря алгебраическую сумму всех работ, получаем полезную работу пара в паровой машине:

$$\begin{aligned} \omega_{0,м} &= \omega_1 + \omega_2 + \omega_3; \\ A\omega_{0,м} &= Ap_1 v_1 + u_1 - u_2 - Ap_2 v_2; \\ A\omega_{0,м} &= (u_1 + Ap_1 v_1) - (u_2 + Ap_2 v_2); \\ A\omega_{0,м} &= i_1 - i_2. \end{aligned} \quad (14-2)$$

Для получения полезной работы в описываемой *установке* следует из работы паровой машины вычесть работу насосов—конденсатного и питательного.

Заменим их одним насосом, перекачивающим воду из конденсатора, в котором поддерживается давление p_2 , в котел с давлением p_1 . Подсчитаем работу, расходуемую таким насосом для подачи воды в котел. При входе в насос через клапан *A* (фиг. 14-8) вода совершает работу, которая подсчитывается так же, как это делалось при рассмотрении впуска пара в машину. Работа эта составляет.

$$\omega_1 = p_2 f s_2 = p_2 v'_2.$$

Далее вода адиабатически сжимается до давления p_1 . По общему правилу работа здесь составляет

$$A\omega_2 = A \int_{v'_2}^{v_1} p dv = u_2 - u_1 = u'_2 - u_{1,жс}.$$

Здесь $u_{1,жс}$ — внутренняя энергия жидкости в точке 1, т. е. при давлении p_1 ;

u'_2 — внутренняя энергия жидкости в точке 2, т. е. в состоянии насыщения при p_2 . Работа ω_2 отрицательна, а по абсолютной величине невелика.

При выталкивании работа составляет:

$$\omega_3 = -p_1 f s_1 = -p_1 v_{1,жс}.$$

Работа насоса за цикл определится как алгебраическая сумма работ:

$$\begin{aligned} \omega_n &= \omega_1 + \omega_2 + \omega_3; \\ \omega_n &= p_2 v'_2 + \int_{v'_2}^{v_1} p dv - p_1 v_{1,жс}; \\ A\omega_n &= Ap_2 v'_2 - u_{1,жс} + u'_2 - Ap_1 v_{1,жс}; \\ A\omega_n &= (u'_2 + Ap_2 v'_2) - (u_{1,жс} + Ap_1 v_{1,жс}). \end{aligned}$$

Отсюда

$$A\omega_n = i'_2 - i_{1,жс}, \quad (14-3)$$

Это есть точное выражение для определения работы насоса, которую не следует отождествлять с работой сжатия воды от точки 2 до точки 1. При принятом правиле знаков эта работа, как потребляемая извне, получится отрицательной. Для получения абсолютного значения надо перед выражением работы (14-3) поставить знак —. Получаем:

$$A|\omega_n = |i_{1,жс} - i'_2|. \quad (14-4)$$

Ввиду малой сжимаемости воды можно принять:

$$\begin{aligned} v_{1,жс} &= v'_2; \\ u_{1,жс} &= u'_2, \end{aligned} \quad (a)$$

т. е. полагать, что линия 1-2 идет параллельно оси ординат, и внутренняя энергия жидкости не увеличивается при увеличении давления ее. Тогда в выражении для работы насоса

$$\int_{v'_2}^{v_{1,жс}} p dv = 0$$

и

$$p_1 v_{1,жс} = p_1 v'_2,$$

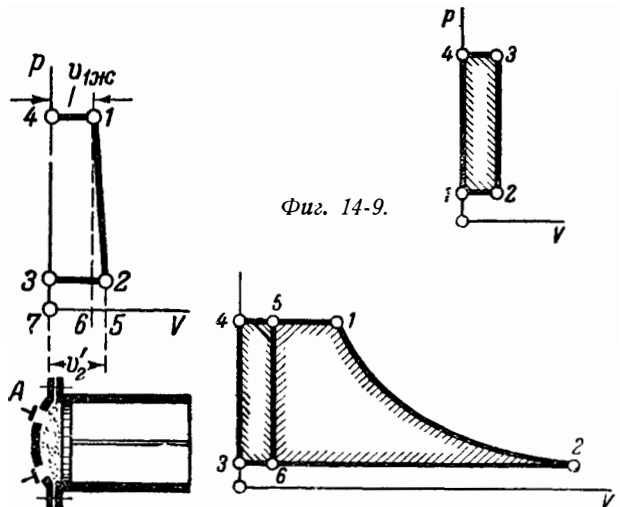
а работа насоса составит:

$$\begin{aligned} \omega_n &= p_2 v'_2 - p_1 v'_2, \\ \omega_n &= (p_2 - p_1) v'_2. \end{aligned} \quad (14-5)$$

Это—относительное значение работы насоса; чтобы получить абсолютное значение, надо перед скобкой поставить знак —; получаем:

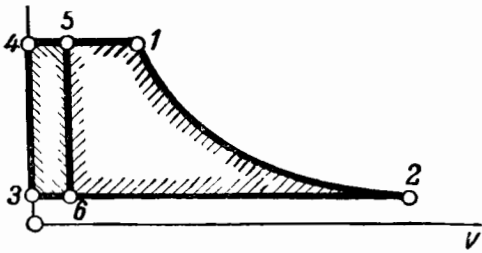
$$\begin{aligned} |\omega_n| &= -(p_2 - p_1) v'_2; \\ |\omega_n| &= (p_1 - p_2) v'_2. \end{aligned} \quad (14-6)$$

При принятии условия (a) цикл насоса изобразится в p - v -диаграмме прямоугольником 1-2-3-4-1 (фиг. 14-9); площадь внутри его

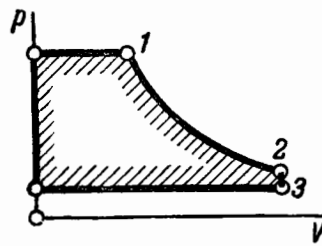


Фиг. 14-8.

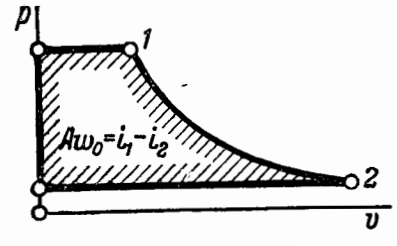
Фиг. 14-10.



Фиг. 14-11.



Фиг. 14-12.



Фиг. 14-13.

и есть работа подачи воды в котел от давления p_2 до давления p_1 .

Подсчет показывает, что работа подачи воды от давления 1 ат до 100 ат при 50°C равна 2,5 ккал/кг, в то время как работа сдвигания по прямой 1-2, измеряемая площадью 1-2-5-6-1 (фиг. 14-8), равна 0,01 ккал/кг. Таким образом, она ничтожно мала в сравнении с работой насоса. Только при высоких давлениях (200—300 ат) и значительных температурах работа сдвигания принимает сколько-нибудь заметное значение.

Здесь был рассмотрен поршневой насос, но величина работы не изменится, если ее производить центробежным насосом.

Если теперь из работы пара в паровой машине отнять абсолютное значение работы насосов, получим полезную работу в установке. Это видно на фиг. 14-10, где площадь 1-2-3-4-1 — работа паровой машины; площадь 3-4-5-6-3 — работа насоса и площадь 6-5-1-2-6 — полезная работа в установке. Первая работа на основании формулы (14-2) есть $(i_1 - i_2)$, вторая, как уже было показано, $(p_1 - p_2)v'_2$. Полезная работа, очевидно, составит:

$$A\omega_0 = (i_1 - i_2) - A(p_1 - p_2)v'_2; \quad (14-7)$$

сравнивая с формулой (14-1), видим, что эта работа равна работе, совершаемой 1 кг пара в идеальном цикле.

Тот же цикл для установки с турбодвигателем дает следующее. Пусть на фиг. 14-11 точка 1 изображает состояние пара, поступающего в турбину. Здесь происходит расширение его до точки 2, причем пар приобретает кинетическую энергию, которая преобразуется на лопатках в механическую энергию вращения вала. В § 10-2 было показано, что получающаяся при этом кинетическая энергия измеряется площадью 1-2-3-4-1 диаграммы (фиг. 14-11) и равна:

$$A\omega_0 = i_1 - i_2.$$

Если из нее вычесть работу насосов (14-7), измеряемую площадью 3-4-5-6-3, то получится полезная работа во всей установке:

$$A\omega_0 = i_1 - i_2 - A(p_1 - p_2)v'_2,$$

которая также совпадает с полученной в формуле (14-1) для идеального цикла.

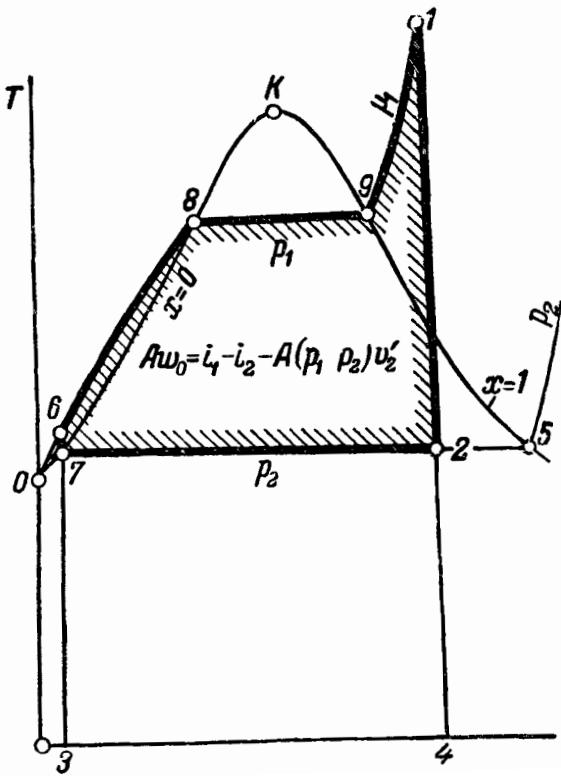
Таким образом, можно установить, что работа 1 кг пара в описанных здесь паросиловых установках, в которых двигателем является паровая машина или паровая турбина, соответствует работе 1 кг пара в обратимом цикле, который был нами ранее рассмотрен. В дальнейшем мы будем рассматривать этот последний. Он называется *циклом Ренкина*.

Практически в паровых машинах не дают пару расширяться до давления в конденсаторе (для этого потребовалась бы слишком большая длина цилиндра). Расширение заканчивается в точке 2 (фиг. 14-12), и здесь устанавливается сообщение полости цилиндра с конденсатором; давление мгновенно падает до давления в последнем; на диаграмме это изобразится прямой 2-3. Получающийся при этом цикл называется *циклом Майера*. Он подробно рассматривается в курсах паровых машин.

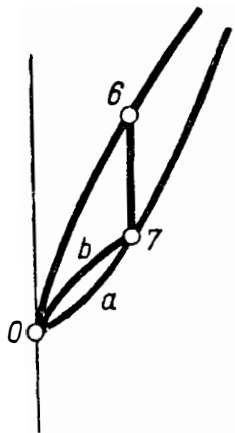
Возвращаясь к циклу Ренкина, следует сказать, что объем v'_2 жидкости очень мал в сравнении с объемом пара; им часто пренебрегают, и цикл получает вид, изображенный на фиг. 14-13. Для рассмотренных установок с паровыми машинами и турбинами это означает пренебрежение работой насосов, допустимое для не очень высоких давлений пара. Но и для высокого давления работа насосов достаточно мала в сравнении с работой пара в паровом двигателе.

Здесь уместно вспомнить о сжатии рабочего тела в установках с газовыми турбинами. Там в компрессоре сжимают газообразное тело; эта работа сравнительно велика и пренебрежение ею там совершенно невозможно.

Изобразим цикл Ренкина в T - s -диаграмме (фиг. 14-14). (Участок диаграммы, относящийся к точке 0, отдельно в значительном искаженном масштабе представлен на фиг. 14-14а.) Пусть 0-а-7-8-К-9-5 изображает нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Если 1-1'-7 есть изобара жидкости для давления p_2 (давление в конденсаторе), то точка 7 будет



Фиг. 14-14.



Фиг. 14-14а.

начальным состоянием в цикле (она характеризует состояние воды, поступающей в конденсатный насос) при давлении p_2 и температуре t_3 . Сжимая эту воду в насосах адиабатически и не пренебрегая пока изменением температуры воды при этом, приходим в точку 6, лежащую на изобаре жидкости 0-6-8-9-1 для давления p_1 (на чертеже для ясности изобара жидкости изображена не в масштабе). Теплосодержание

в точке 6 составляет $i_{1жс}$. Отсюда начинается подвод тепла до точки насыщения 8 при давлении p_1 (в точке 8 теплосодержание i'_1). Затем происходит переход воды в пар по прямой 8-9, перегрев пара 9-1, расширение в двигателе 1-2 и конденсация 2-7. Этим цикл замыкается.

Теплосодержание в точке 1 составляет i_1 . Процесс подвода тепла в котле изобразится кривой 6-8-9-1; количество тепла, подведен-

ное здесь, будет измеряться площадью 6-8-9-1-4-3-6 и будет равно:

$$i_1 = i_1 - i_{1жс}$$

Теплосодержание в точке 2 составляет i_2 . Процесс отнятия тепла соответствует прямой 2-7 и измеряется площадью 7-2-4-3-7; отсюда тепло, отданное холодному источнику (охлаждающая вода), составит

$$q_3 = i_2 - i'_2$$

Тепло, перешедшее в полезную работу в установке, найдем так:

$$q_0 = q_1 - q_3 = (i_1 - i_{1жс}) - (i_2 - i'_2);$$

$$q_0 = (i_1 - i_2) - (i_{1жс} - i'_2).$$

Здесь $(i_1 - i_2)$ есть работа двигателя, а $i_{1жс} - i'_2$ — точное выражение работы насоса, которое соответствует найденному в этом же параграфе (14-3).

Но

$$i_{1жс} = u_{1жс} + Ap_1 v'_{1жс};$$

$$i'_2 = u'_2 + Ap_2 v'_2.$$

Так как можно принять

$$u'_2 = u_{1жс},$$

$$v'_2 = v_{1жс},$$

то

$$q_0 = A\omega_0 = i_1 - i_2 - A(p_1 - p_2)v'_2,$$

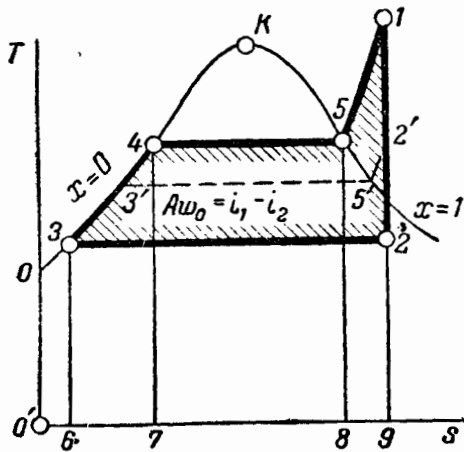
т. е. то же, что было уже получено, — формула (14-1).

Если пренебречь изменением температуры в адиабатическом процессе сжатия воды, то точки 6 и 7 совмещаются, изобара 0-6-8, а равно и изобара 0-6-7 совпадают с нижней пограничной кривой 0-а-7-8, и цикл принимает вид, изображенный на фиг. 14-15. Тогда точки 6 и 7 фиг. 14-14, или, что то же, точки 3 и 4 p - v -диаграммы на фиг. 14-3, принадлежащие воде одинаковой температуры, в T - s -диаграмме изобразятся точкой 3 (фиг. 14-15).

Не делая разницы между теплосодержанием жидкости при выходе из конденсатора и при входе в котел, т. е. пренебрегая работой питательного и конденсатного насосов, можем считать, что площадь 0-3-6-0'-0 измеряет теплосодержание жидкости, поступающей в котел, так что

$$\text{пл. } 0-3-6-0'-0 \approx i'_2 \approx i_{1жс}.$$

(Сделанное здесь допущение вместе с тем соответствует допущению о том, что $i \approx \lambda$ — см. § 8-3). Нагревание воды в котле изображается логарифмической кривой 3-4; точка 4 соответствует температуре кипения воды t_s при давлении p_1 в котле; площадь 3-4-7-6-3 соответ-



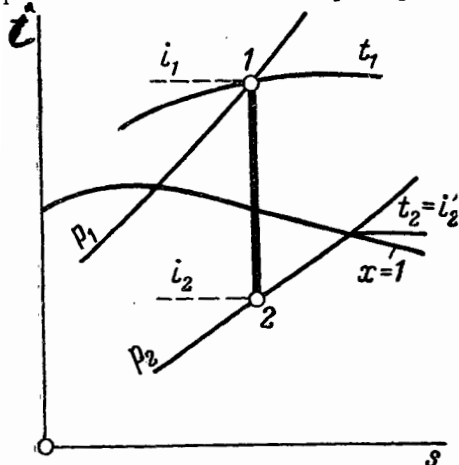
Фиг. 14-15.

ствуется количеству тепла, подведенному к воде в котле. Далее идет процесс парообразования при постоянном давлении и температуре; линия 4-5, изображающая этот процесс, одновременно является изобарой и изотермой; точка 5 принадлежит кривой, для которой $x=1$. Площадь 4-5-8-7-4 соответствует скрытой теплоте парообразования. Процесс в перегревателе изображается линией 5-1, а площадь 5-1-9-8-1 измеряет количество тепла, пошедшее на перегрев пара. Площадь 0-4-5-1-9-0'-0 соответствует количеству тепла, подведенному к 1 кг воды от 0° С при постоянном давлении p_1 , т. е. в некотором масштабе

$$\text{пл. } 0-4-5-1-9-0'-0 = i_1.$$

Для получения 1 кг пара в котле затрачивается количество тепла, измеряемое площадью 3-4-5-1-9-6-3, так что

$$q_1 = \text{пл. } 3-4-5-1-9-6-3 = i_1 - i'_2. \quad (14-8)$$



Фиг. 14-16.

Адиабатическое расширение в двигателе изображается прямой 1-2, параллельной оси ординат, так как при отсутствии теплообмена с внешней средой энтропия рабочего тела не изменяется. Расширение заканчивается в точке 2 пересечения адиабаты 1-2 с изобарой конденсатора 0-2; процесс конденсации происходит при постоянном давлении p_2 и постоянной температуре (если точка 2 находится ниже кривой насыщения; в противном случае процесс в конденсаторе пойдет по 2'-5'-3'). Теплосодержание пара, соответствующее состоянию в точке 2, изображается площадью 0-3-2-9-0', т. е.

$$\text{пл. } 0-3-2-9-0'-0 = i_2.$$

В конденсаторе от 1 кг отнимается количество тепла, соответствующее площади 3-2-9-6-3, оно равно:

$$q_2 = \text{пл. } 3-2-9-6-3 = i_3 - i'_2. \quad (14-9)$$

Полезное количество тепла q_1 , т. е. то, которое переходит в механическую энергию, равно разности количеств подведенного q_1 и отведенного q_2 тепла, т. е.

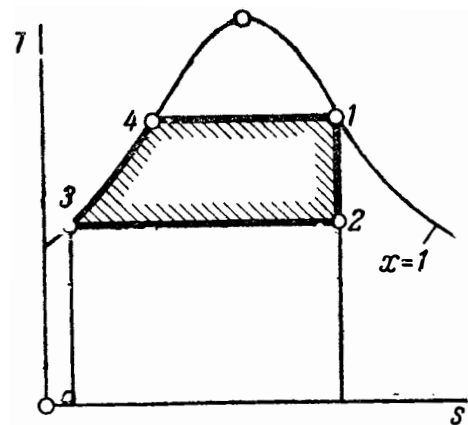
$$\begin{aligned} q_0 = q_1 - q_2 &= \text{пл. } 3-4-5-1-9-6-3 - 3-2-9-6-3 = \\ &= \text{пл. } 3-4-5-1-2-3; \\ q_0 &= (i_1 - i'_2) - (i_3 - i'_2); \\ q_0 &= i_1 - i_2. \end{aligned} \quad (14-10)$$

Отсюда термический к. п. д. цикла (без учета работы насоса)

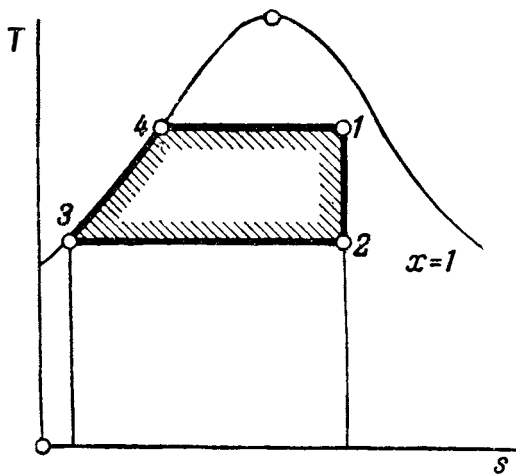
$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{\text{пл. } 3-4-5-1-2-3}{\text{пл. } 3-4-5-1-9-6-3} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2}, \quad (14-11)$$

где i_1 и i_2 — начальное и конечное теплосодержание пара в адиабатическом процессе расширения пара в двигателе;

i'_2 — теплосодержание кипящей жидкости при давлении p_2 .



Фиг. 14-17.



Фиг. 14-18.

Здесь можно принять:

$$i'_2 = t_2.$$

Таким образом,

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - t_2}. \quad (14-12)$$

Определение термического к. п. д. цикла Ренкина легко произвести при помощи is -диаграммы. Для этого по заданным параметрам начального состояния пара определяют точку 1 (фиг. 14-16). Проектируя ее на ось ординат, находят начальное теплосодержание i_1 ; далее, из точки 1 проводят линию, параллельную оси ординат, до пересечения в точке 2 с изобарой, соответствующей давлению p_2 в конденсаторе. Проектируя точку 2 на ось ординат, находят конечное теплосодержание пара i_2 . В пересечении изобары p_2 с кривой насыщения находят температуру t_2 , постоянную в области насыщения для всей изобары p_2 . Таким образом, все величины находят из is -диаграммы. Отрезок 1-2 измеряет количество тепла, преобразованного в механическую энергию, т. е. разность $i_1 - i_2$; ее обозначают h_0 и называют *располагаемым теплопадением*:

$$h_0 = i_1 - i_2. \quad (14-13)$$

Как видно, располагаемое теплопадение равно работе, полученной от двигателя за весь цикл, т. е. полезной работе w_0 и тем самым полезной работе всей установки, если пренебречь работой насоса, т. е.

$$Aw_0 = i_1 - i_2. \quad (14-14)$$

Если в начальном состоянии пар сухой насыщенный или влажный, то диаграммы Ts имеют вид, показанный на фиг. 14-17, 14-18.

14-2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО К. П. Д. ЦИКЛА РЕНКИНА

Исследуем изменение термического к. п. д. цикла Ренкина при изменении параметров начального и конечного состояния рабочего тела.

а) Влияние степени сухости и температуры рабочего тела

Рассмотрим случаи, когда двигатель работает: 1) влажным паром; 2) сухим насыщенным; 3) перегретым паром. Примем для всех случаев начальное и конечное давления соответственно одинаковыми.

Пусть фиг. 14-19 изображает Ts -диаграмму для рассматриваемых трех случаев; на этой фигуре цикл $BCDD'B$ — для влажного пара, цикл $BC EE''B$ — для сухого пара и цикл $BCEFF'B$ — для перегретого пара. Сравним термические к. п. д. первых двух циклов.

Пусть буквы a, b, c и d измеряют площадки, в которых стоят, тогда

$$\eta_{11} = \frac{a}{a+b};$$

$$\eta_{12} = \frac{a+c}{a+b+c+d}.$$

Найдем разность этих коэффициентов:

$$\eta_{12} - \eta_{11} = \frac{a+c}{a+b+c+d} - \frac{a}{a+b};$$

$$a+c - \frac{a}{a+b} (a+b+c+d)$$

$$\eta_{12} - \eta_{11} = \frac{a+b+c+d}{a+b+c+d}.$$

или

$$a+c - \frac{a(a+b)}{a+b} - \frac{a(c+d)}{a+b}$$

$$\eta_{12} - \eta_{11} = \frac{a+b+c+d}{a+b+c+d},$$

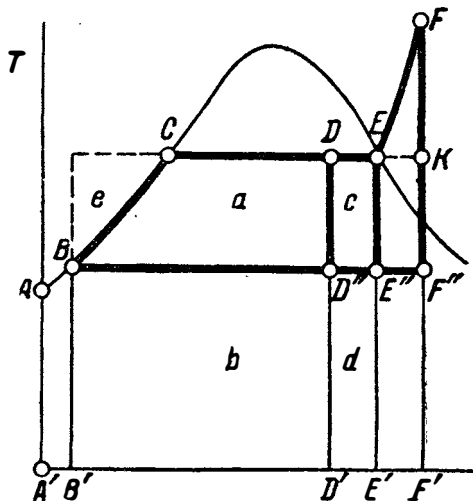
что дает после приведения подобных членов

$$c - \frac{a}{a+b} (c+d)$$

$$\eta_{12} - \eta_{11} = \frac{c+d}{a+b+c+d}.$$

Вынося в числителе $(c+d)$ за скобки, получаем;

$$\eta_{12} - \eta_{11} = \frac{c+d}{a+b+c+d} \left(\frac{c}{c+d} - \frac{a}{a+b} \right).$$



Фиг. 14-19.

Чисто геометрическим путем легко показать, что стоящее в скобках число больше нуля. Действительно, дополним фигуру $BCDD''$ до прямоугольника, примем T_1 — температуру соответственно точкам C, D, E , а T_2 — соответственно точкам B, D', E'' ; получаем:

$$\frac{c}{c+d} = \frac{T_1 - T_2}{T_1};$$

$$\frac{a+e}{a+e+b} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{1}{1 + \frac{b}{a+e}};$$

$$\frac{a}{a+b} = \frac{1}{1 + \frac{b}{a}}.$$

Очевидно, что

$$\frac{a}{a+b} = \frac{1}{1 + \frac{b}{a}} < \frac{1}{1 + \frac{b}{a+e}} =$$

$$= \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{c}{c+d}.$$

Отсюда и все выражение

$$\eta_2 - \eta_1 > 0,$$

т. е. цикл с сухим насыщенным паром будет выгоднее, чем с влажным.

Рассмотрим второй и третий из описанных циклов, причем для сравнения введем дополнительный цикл $BCKF''B$ и обозначим

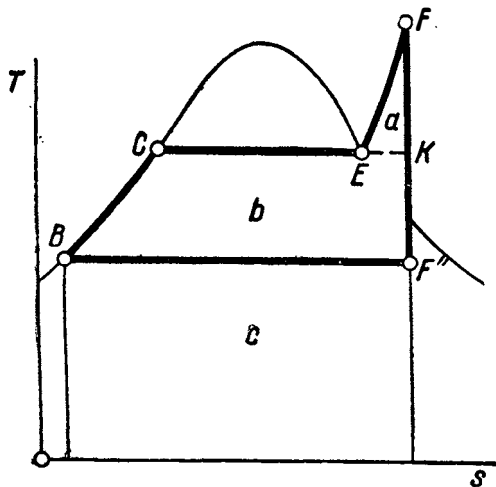
$$\frac{\text{пл. } BCKF''B}{\text{пл. } BCKF'B} = \eta'_3.$$

Описанным только что способом можно показать, что

$$\eta'_3 > \eta_2.$$

Теперь сравним цикл $BCEFF''B$ с циклом $BCKF''B$. Вынесем их отдельно на фиг. 14-20 и пусть буквы a, b и c измеряют площадки, в которых они стоят. Находим:

$$\eta'_3 = 1 - \frac{c}{b+c}.$$



Фиг. 14-20.

$$\eta_3 = 1 - \frac{c}{a+b+c}.$$

Из сравнения дробей усматриваем, что $\eta_3 > \eta'_3$, а следовательно, и

$$\eta_3 > \eta_2.$$

т. е. применение перегрева пара при данном давлении увеличивает экономичность цикла.

Здесь нужно отметить, что применение перегретого пара в реальных машинах и турбинах дает большие выгоды еще и потому, что потери в этом случае значительно меньше, чем при сухом насыщенном паре.

Покажем, что при применении перегретого пара выгода будет получаться тем большая, чем выше температура перегретого пара. Для этого рассмотрим в диаграмме Ts два цикла, у которых начальное и конечное давления соответственно одинаковы, изменяется же начальная температура (фиг. 14-21).

Пусть буквы a, b, c, d, e, f измеряют площади, в которых они стоят.

Покажем, что если

$$\frac{b}{b+c} = \eta_1;$$

$$\frac{b+a}{b+a+c+e} = \eta'_2;$$

$$\frac{b+a+f}{b+a+f+c+e} = \eta_2,$$

то

$$\eta_2 > \eta_1.$$

Покажем сначала, что

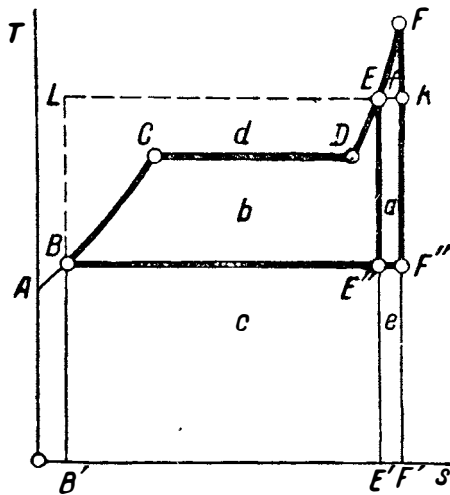
$$\eta'_2 > \eta_1.$$

Имеем:

$$\eta_1 = \frac{b}{b+c} = \frac{1}{1 + \frac{c}{b}}$$

и

$$\eta'_2 = \frac{1}{1 + \frac{c+e}{b+a}}.$$



Фиг. 14-21.

Покажем, что

$$\frac{c+e}{b+a} < \frac{c}{b}.$$

Чтобы имело место это неравенство, должно быть (при положительных значениях a, b, c, e):

$$t(c+e) < c(b+a),$$

т. е. должно быть:

$$bc + be < eb + ca$$

или

$$be < ca.$$

Дополним цикл $BCDEE''B$ площадкой $BLEDCEB$, что дает нам площадку $LEE''BL$. Для прямоугольников, ее образующих, имеем:

$$\frac{c+e}{d+b+a} = \frac{c}{b+d} = \frac{BB'}{BL}.$$

Из первых двух отношений имеем:

$$be + ed = ca.$$

Так как в этом равенстве величины все положительные, то можно заключить, что

$$be < ca,$$

т. е.

$$\eta'_2 > \eta_1.$$

Покажем, что

$$\eta_2 > \eta'_2.$$

Из фиг. 14-21 имеем:

$$\eta_2 = \frac{a+b+f}{a+b+f+c+e} = \frac{1}{1 + \frac{c+e}{a+b+f}}.$$

Также

$$\eta'_2 = \frac{a+b}{a+b+c+e} = \frac{1}{1 + \frac{c+e}{a+b}}.$$

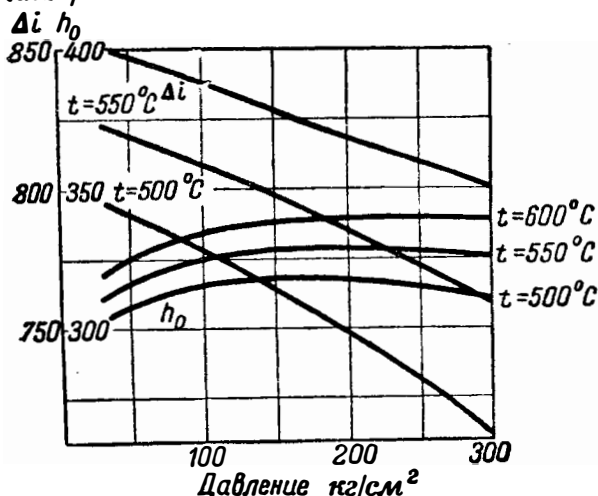
Так как

$$\frac{c+e}{a+b+f} < \frac{c+e}{a+b},$$

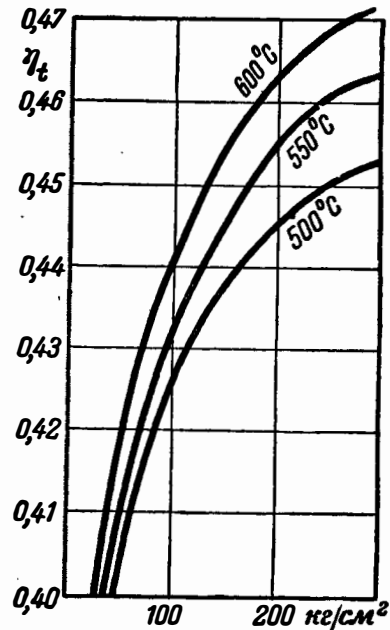
то

$$\eta_2 > \eta'_2.$$

ккал/кг



Фиг. 14-22.



Фиг. 14-23.

или, учитывая, что $\eta'_2 > \eta_1$, получаем окончательно:
 $\eta_2 > \eta_1.$

На фиг. 14-22 приведены кривые располагаемого теплопадения $h_0 = i_1 - i_2$ и количества подведенного тепла $q_1 = i_1 - i'_2$ к 1 кг рабочего тела в зависимости от давления и температуры ($p_2 = 0,04 \text{ ата}$). Из нее усматриваем, что при $p = \text{const}$ как та, так и другая величина растет с увеличением температуры. Термический к. п. д., в котором h_0 составляет числитель, а q_1 — знаменатель, с ростом температуры растет (см. табл. 14-1 и фиг. 14-23).

ТАБЛИЦА 14-1

Влияние температуры перегретого пара на термический к. п. д. цикла Ренкина. Конечное давление $p_2 = 0,04 \text{ ата}$

Температура перегретого пара p	Начальное давление p		
	250° С	350° С	450° С
10 ата	0,305	0,314	0,331
20 "	0,334	0,344	0,359
40 "	0,365	0,372	0,388
60 "	—	0,391	0,402
80 "	—	0,401	0,412
100 "	—	0,405	0,420

В этом параграфе мы рассмотрели последовательные циклы (фиг. 14-19) $BCDD''B$, $BCEE''B$, $BCEFF''B$. Каждый следующий из них образован был из предыдущего путем присоединения добавочного цикла (последовательно $DEE''D''D$, $EFF''E''E$); при этом добавочный цикл имел термический к. п. д. выше, чем тот, к которому он был присоединен; в результате получался новый цикл с более высоким термическим к. п. д., чем предыдущий. Это положение будем теперь считать доказанным. В дальнейшем оно будет использовано.

б) Влияние начального давления пара

В этом случае циклы должны быть взяты при соответственно одинаковых начальной температуре и конечном давлении, как это показано на фиг. 14-24.

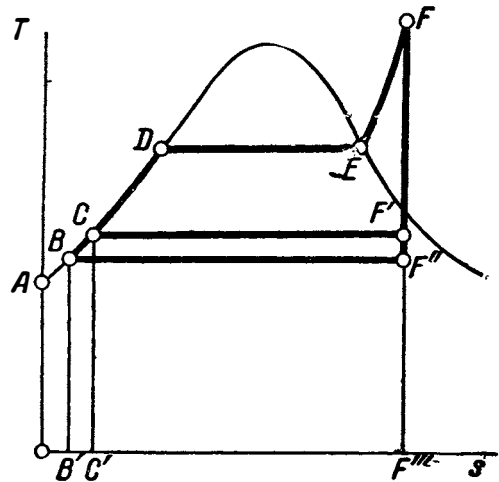
Рассматривая значения термических к. п. д. в вертикальных графах табл. 14-2 и на фиг. 14-23, мы замечаем в принятом интервале неизменный рост к. п. д. при повышении давления.

Вместе с тем из фиг. 14-22 видно, что не всегда с ростом давления растет h_0 ; для каждой температуры имеется точка перегиба; так, при $t = 500^\circ\text{C}$ это происходит при $p = 180 \text{ атa}$; при более низких температурах это происходит при меньших p .

с) Изменение термического к. п. д. цикла Ренкина при изменении конечного давления

На фиг. 14-25 изображены два цикла $CDEFF'C$ и $BDEFF''B$ с различными конечными давлениями.

Из чертежа усматриваем, что повышение конечного давления цикла Ренкина при одних и тех же начальных параметрах связано с повышением температуры отработавшего пара. В цикле Карно, как мы



Фиг. 14-25.

ТАБЛИЦА 14-2

Изменение термического к. п. д. цикла Ренкина при изменении начального давления; $t_1 = 400^\circ\text{C}$

Конечное давление p_2	Начальное давление p_1		
	1 атa	0,2 атa	0,04 атa
10 атa	0,191	0,251	0,324
20 "	0,255	0,300	0,351
40 "	0,272	0,332	0,380
60 "	0,294	0,351	0,396
80 "	0,308	0,362	0,407
100 "	0,318	0,371	0,414
120 "	0,323	0,374	0,419
140 "	0,329	0,378	0,423

видели, это ведет к уменьшению термического к. п. д. К тем же результатам приводит это и в цикле Ренкина. Площадка $CF'F''BC$ показывает уменьшение количества тепла, перешедшего в полезную работу. Хотя при этом происходит уменьшение подводимого тепла, измеряемое площадкой $BCC'B'B$, но оно мало и не компенсирует отрицательного влияния площадки $CF'F''BC$. Убедиться в этом можно простым подсчетом. В табл. 14-2 горизонтальные графы дают представление об уменьшении термического к. п. д. при изменении конечного давления (при одинаковых начальных параметрах).

Пример 14-1. Паросиловая установка работает по циклу Ренкина. Параметры начального состояния пара:

$$p_1 = 20 \text{ атa}; t_1 = 450^\circ\text{C}.$$

Давление в конденсаторе $p_2 = 0,04 \text{ атa}$. Определить термический к. п. д. и его изменение, если давление p_1 будет 40 атa, 80 атa, 100 атa.

По формуле (14-12) имеем;

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - t_2}.$$

По is -диаграмме находим:

$$i_1 = 802 \text{ ккал/кг}; i_2 = 524 \text{ ккал/кг}; t_2 = 28,6^\circ\text{C}.$$

Подставляя в формулу, получаем:

$$\eta_t = \frac{802 - 524}{802 - 28,6} = \frac{278}{773,4} = 0,36.$$

Для $p_1 = 40 \text{ атa}$ имеем по is -диаграмме:

$$i_1 = 795 \text{ ккал/кг}; i_2 = 499 \text{ ккал/кг}; t_2 = 28,6^\circ\text{C}.$$

Термический к. п. д. для этого случая

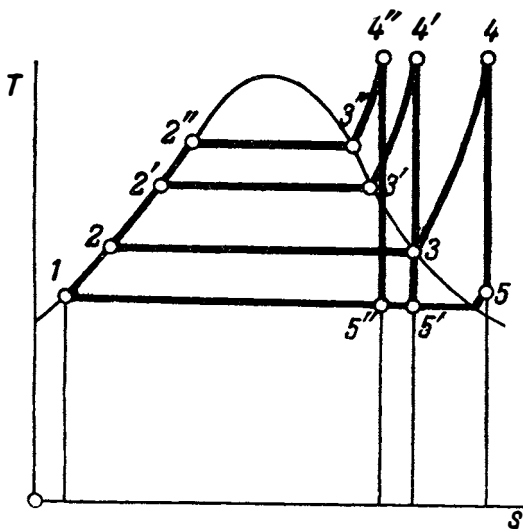
$$\eta_t = \frac{795 - 499}{795 - 28,6} = \frac{296}{766,4} = 0,386.$$

Улучшение в сравнении с $p_1 = 20 \text{ атa}$:

$$\frac{100(0,386 - 0,36)}{0,36} = 7,22 \text{ \%}.$$

Для $p_1 = 60 \text{ атa}$ имеем по is -диаграмме:

$$i_1 = 788 \text{ ккал/кг}; i_2 = 483 \text{ ккал/кг}; t_2 = 28,6^\circ\text{C}.$$



Фиг. 14-24.

Термический к. п. д. для этого случая

$$\eta_t = \frac{788 - 483}{788 - 28,6} = \frac{305}{759,4} = 0,402.$$

Улучшение в сравнении с $p_1 = 20 \text{ ама}$;

$$\frac{(0,402 - 0,36) \cdot 100}{0,36} = 11,7 \%$$

Для $p_1 = 80 \text{ ама}$ имеем по is -диаграмме:

$i_1 = 781 \text{ ккал/кг}$; $i_2 = 471 \text{ ккал/кг}$; $t_2 = 28,6^\circ\text{C}$.

Термический к. п. д. для этого случая

$$\eta_t = \frac{781 - 471}{781 - 28,6} = \frac{310}{752,4} = 0,412.$$

Улучшение в сравнении с $p_1 = 20 \text{ ама}$:

$$\frac{(0,412 - 0,36) \cdot 100}{0,36} = 14,2 \%$$

Для $p_1 = 100 \text{ ама}$ имеем по is -диаграмме:

$i_1 = 774 \text{ ккал/кг}$; $i_2 = 452 \text{ ккал/кг}$; $t_2 = 28,6^\circ\text{C}$.

Термический к. п. д. для этого случая

$$\eta_t = \frac{774 - 462}{774 - 28,6} = \frac{312}{745,4} = 0,418.$$

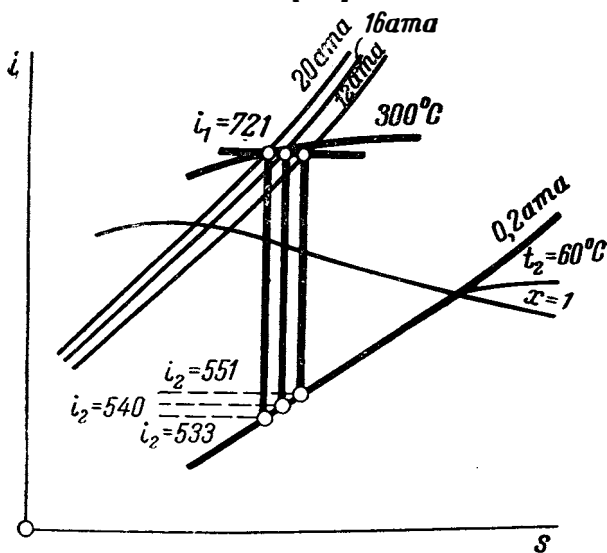
Улучшение в сравнении с 20 ама :

$$\frac{(0,418 - 0,36) \cdot 100}{0,36} = 16,1 \%$$

Пример 14-2. Как изменится термический к. п. д. паровой машины, работающей с начальными параметрами $p_1 = 20 \text{ ама}$ и $t_1 = 300^\circ\text{C}$ и конечным давлением $p_2 = 0,2 \text{ ама}$, если пар подвергается мятию: в первом случае до $p'_1 = 16 \text{ ама}$, во втором до $p''_1 = 12 \text{ ама}$ (фиг. 14-26).

Термический к. п. д. паровой машины

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - t_2}$$



Фиг. 14-26.

По is -диаграмме определяем при отсутствии мятия:

$i_1 = 721 \text{ ккал/кг}$; $i_2 = 533 \text{ ккал/кг}$; $t_2 = 60^\circ\text{C}$;

тогда

$$\eta_t = \frac{721 - 532}{721 - 60} = \frac{189}{661} = 0,286.$$

В первом случае, при мятии пара $p'_1 = 16 \text{ ама}$, к. п. д. будет:

$$\eta'_t = \frac{721 - 539}{721 - 60} = \frac{182}{661} = 0,275.$$

Во втором случае, при мятии до $p''_1 = 12 \text{ ама}$,

$$\eta''_t = \frac{721 - 550}{721 - 60} = \frac{171}{661} = 0,258.$$

Потери в процентах в первом случае:

$$\frac{100(0,286 - 0,275)}{0,286} = 3,84 \%$$

во втором случае

$$\frac{100(0,286 - 0,258)}{0,286} = 9,8 \%$$

14-3. ПРОТЕКАНИЕ ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПАРОВЫХ ТУРБИНАХ

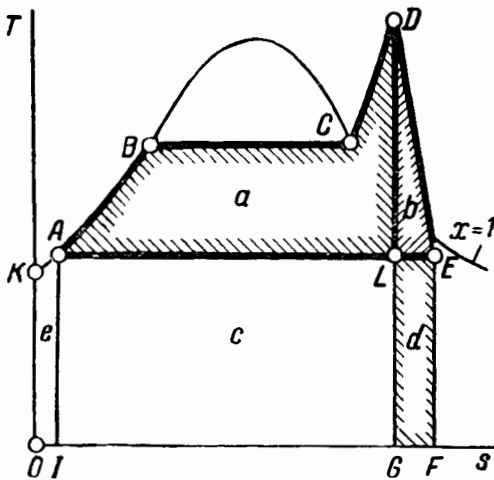
В предыдущем при рассмотрении работы пара предполагался адиабатический равновесный процесс. Как следствие такого предположения, он протекал при $s = \text{const}$.

В действительности этого нет. Дело в том, что часть тепла теряется через стенки цилиндра двигателя. В современных крупных паровых турбинах эта потеря незначительна и может не учитываться, так что процесс в дальнейшем будет предполагаться происходящим при отсутствии теплообмена с внешней средой.

Основные потери работы связаны с трением пара в различных местах его прохождения. Не входя в подробное рассмотрение этого явления по отдельности в различного рода типах турбин, укажем, что в общем потери на трение состоят из потерь в соплах и на лопатках.

Наконец, нужно отметить еще следующее: как и в газовых турбинах, при выходе из двигателя пар имеет определенную скорость, т. е. обладает остаточной кинетической энергией, которая не была превращена в двигателе в механическую энергию вращения вала; эта кинетическая энергия является потерянной в смысле произведения работы; она называется *выходной потерей*.

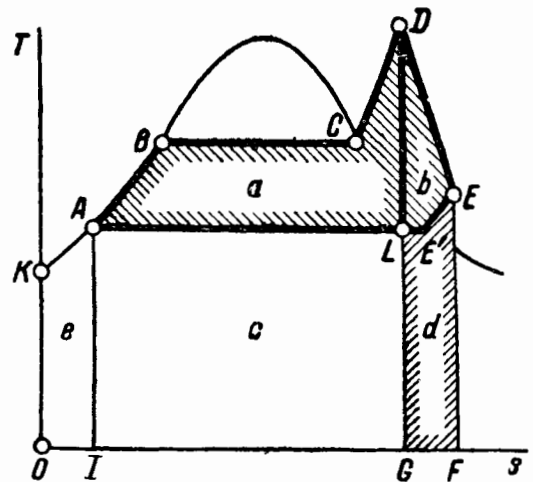
Наличие трения обуславливает неравновесное протекание процесса расширения в турбинах, а вместе с тем и увеличение энтропии. Таким образом, конечное состояние пара изобразится в Ts -диаграмме не точкой L (фиг. 14-27 и 14-28), как это бывает в обратимых процессах, а отодвинется вправо, оставаясь



Фиг. 14-27.

на той же изобаре. Работа трения переходит в тепловую энергию; последняя воспринимается рабочим телом; при этом она переходит частично вновь в механическую энергию, в остальной же части идет на увеличение теплосодержания поступающего в конденсатор пара. Если конечное состояние пара, поступающего в конденсатор, обозначить буквой E , то площадка d будет измерять тепло, воспринятое отработавшим паром вследствие наличия потерь. Здесь уже учтена, как обычно поступают при расчетах установки в целом, и выходная потеря; хотя она в действительности не увеличивает теплосодержания отработавшего пара, но в конечном итоге также воспринимается охлаждающей водой конденсатора.

Точки D и E соединяют произвольной кривой (чаще прямой), условно изображая, таким образом, необратимый адиабатический процесс в виде обратимого, обычно называемого политропическим. Для окончательных результатов, характеризующих процесс, способ проведения этой кривой на диаграмме значения не имеет, потому что, как увидим в дальнейшем, площадка b в эти результаты не включается. Площадке b можно придать, так же как это было сделано в § 10-6, следующий условный смысл. Если DE изображает обратимый процесс расширения, то по смыслу Ts -диаграммы площадка $DEFGD$ условно измеряет количество тепла в процессе. В данном случае, при отсутствии внешнего тепла, это будет тепло, получившееся в результате трения. Оно воспринято паром и участвует в общем процессе преобразования тепловой энергии в механическую. За счет этого тепла пар совершил дополнительную работу, измеряе-



Фиг. 14-28.

мую площадкой b . Отсюда полная работа пара в цикле составит сумму

$$a + b.$$

Из этой работы нужно вычесть работу трения. Поскольку в тепло превращается вся работа трения, последняя составляет

$$b + d.$$

Вычтя ее из полной работы, получим полезную работу пара с учетом трения:

$$(a + b) - (b + d) = a - d.$$

Отсюда видно, что площадка b не вошла в окончательный расчет и разность $(a - d)$ уже действительно, а не условно измеряет работу пара.

(Более точное изображение линии DE имеет значение лишь в тех случаях, когда рассматривают промежуточные состояния пара, как бывает, например, при расчете паровых турбин.)

Тот же вывод можно получить и из следующих соображений (фиг. 14-27 и 14-28).

Начальное состояние пара, поступающего в двигатель, характеризует точка D ; теплосодержание пара по смыслу Ts -диаграммы:

$$i_1 = \text{пл. } KABCDGOK = e + a + c.$$

Конечное состояние пара (действительное) характеризует точка E ; его теплосодержание

$$i_{2d} = \text{пл. } KAEFOK = e + c + d.$$

Подведенное в цикле к 1 кг пара тепло

$$q_1 = i_1 - i'_2 = (e + a + c) - e = a + c.$$

Отведенное тепло

$$q_2 = i_{2d} - i'_2 = (e + c + d) - e = c + d.$$

Полезное тепло в действительном процессе составит:

$$q_i = q_1 - q_2 = (a + c) - (c + d) = a - d.$$

Таким образом, полезное тепло в результате действительного процесса меньше, чем в адиабатическом обратимом, и здесь площадь $ABCDEA$ (фиг. 14-27) внутри диаграммы цикла уже не измеряет полезной работы, как это имело место в идеальных процессах.

Обозначим полезную работу действительного процесса w_i ; тогда

$$q_i = Aw_i.$$

Отношение

$$\frac{q_i}{q_1} = \frac{Aw_i}{q_1}$$

называют *внутренним к. п. д.* и обозначают η_i . Таким образом, η_i есть отношение работы, совершенной паром внутри двигателя в действительном процессе, к теплу, подведенному из горячего источника. Изображая его в виде площадок, получим:

$$\eta_i = \frac{Aw_i}{q_1} = \frac{a-d}{a+c} \quad (a)$$

или

$$\eta_i = \frac{i_1 - i_{2\theta}}{i_1 - i'_2}.$$

Считая

$$i'_2 = t_2,$$

получим:

$$\eta_i = \frac{i_1 - i_{2\theta}}{i_1 - t_2}. \quad (14-15)$$

Сравним по экономичности действительный цикл с циклом Ренкина. Этим целям может служить отношение:

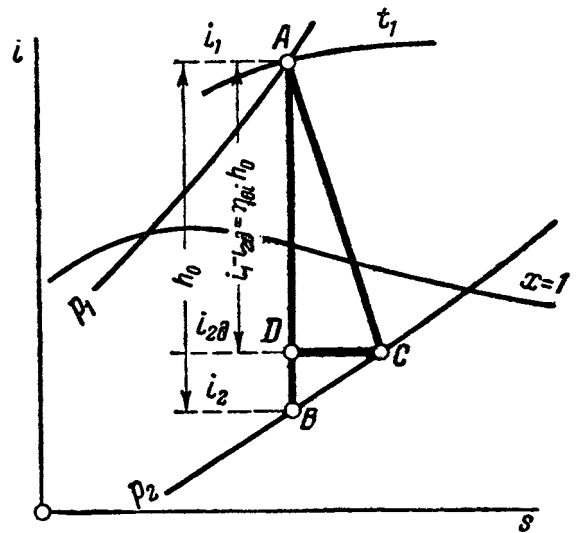
$$\frac{i_1 - i_{2\theta}}{i_1 - i_2} = \frac{(\gamma + c + e) - (e + c + d)}{(a + c + e) - (e + c)}$$

или

$$\frac{i_1 - i_{2\theta}}{i_1 - i_2} = \frac{a - d}{a}. \quad (b)$$

Оно представляет собой отношение работы пара в действительном процессе к работе пара в идеальном двигателе и тем самым характеризует степень совершенства действительного процесса преобразования тепловой энергии в механическую внутри двигателя в сравнении с идеальным процессом, учитывая при этом потери, происходящие только внутри двигателя; это отношение называется *внутренним относительным к. п. д.* и обозначается η_{oi} , т. е.

$$\eta_{oi} = \frac{i_1 - i_{2\theta}}{i_1 - i_2}. \quad (14-16)$$



Фиг. 14-29.

Изобразим процесс действительного расширения в is -диаграмме. Вследствие увеличения энтропии кривая процесса (для простоты — прямая) отклонится вправо и конечное состояние изобразится точкой C (фиг. 14-29), лежащей на изобаре конечного давления p_2 . Точка C определяется следующим образом. Пользуясь уравнением (14-16), находим:

$$i_{2\theta} = i_1 - \eta_{oi}(i_1 - i_2). \quad (14-17)$$

По предыдущему

$$i_1 - i_2 = h_0 \quad (14-18)$$

есть *адиабатическое* или *располагаемое теплопадение*. Следовательно,

$$i_{2\theta} = i_1 - \eta_{oi}h_0. \quad (14-19)$$

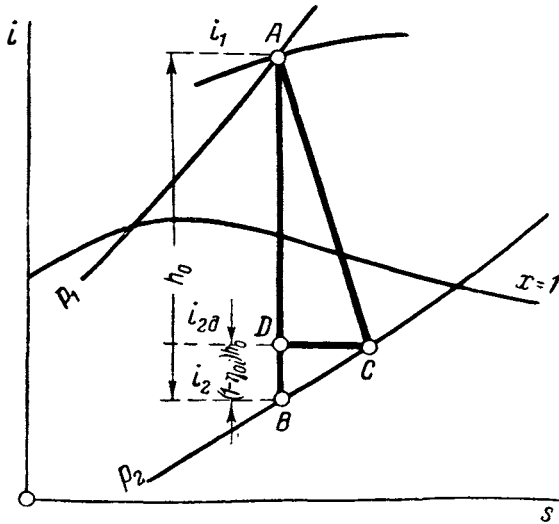
Уравнение (14-19) дает правило определения конечной точки действительного процесса в is -диаграмме, если известно η_{oi} ; по заданным параметрам (фиг. 14-29) находят i_1 и h_0 , затем, отложив от точки, характеризующей начальное состояние, отрезок

$$\eta_{oi}(i_1 - i_2) = \eta_{oi}h_0,$$

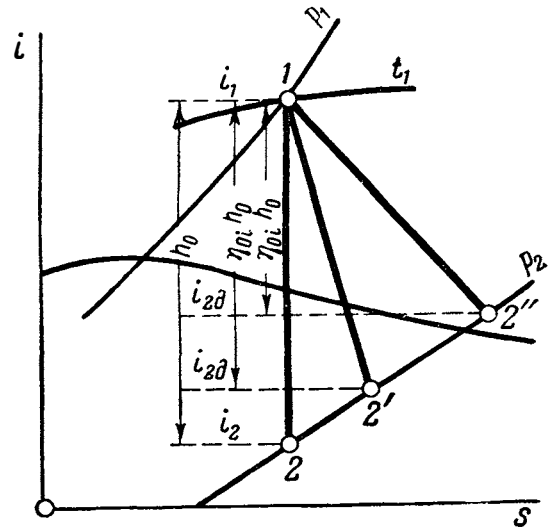
проводят линию постоянного теплового содержания $i_{2\theta}$ и в пересечении этой последней с изобарой p_2 определяют точку, характеризующую конечное состояние действительного процесса. Зная ее положение в is -диаграмме, можно определить и все параметры этого состояния. Построение можно вести и от точки, соответствующей i_2 . Из фиг. 14-30 находим:

$$i_{2\theta} = i_2 + (h_0 - \eta_{oi}h_0);$$

$$i_{2\theta} = i_2 + (1 - \eta_{oi})h_0. \quad (14-19')$$



Фиг. 14-30.



Фиг. 14-31.

В этом случае линия постоянного теплосодержания $i_{2\delta}$ находится отсчетом от i_2 .

Из уравнения (б) видно, что внутренний относительный к. п. д. двигателя в Ts -диаграмме представляет собой отношение площадей. В is -диаграмме значения теплосодержаний откладывают в виде отрезков. Рассматривая отношения (14-16) в is -диаграмме, находим (14-30):

$$i_1 - i_{2\delta} = AD;$$

$$i_1 - i_2 = AB,$$

так что

$$\eta_{oi} = \frac{AD}{AB} = \frac{AB - DB}{AB}.$$

Отрезок DB в is -диаграмме определяет сумму всех перечисленных ранее потерь.

В ts -диаграмме видно, что чем менее совершен процесс расширения в двигателе, тем меньшая доля адиабатического теплопадения переходит в полезную работу (фиг. 14-31). Чем меньше η_{ci} , тем выше конечное теплосодержание и тем меньше механической энергии получается за счет работы 1 кг пара, вступившего в двигатель.

Крайним случаем здесь будет являться мятие пара. Пропуская пар через дроссельный клапан, можно понизить давление до конечного давления, при котором работает двигатель, без всякого превращения тепловой энергии в механическую, т. е. получится $\eta_i = 0$.

Пример 14-3. Начальные параметры пара в установке с паровой машиной:

$$p_1 = 40 \text{ атм} \text{ и } t_1 = 400^\circ\text{C},$$

конечное давление $p_2 = 0,2 \text{ атм}$. Определить параметры пара, выходящего из машины, если $\eta_{oi} = 0,8$.

По is -диаграмме (фиг. 14-32) находим:

$$i_1 = 767 \text{ ккал/кг}, \quad i_2 = 532 \text{ ккал/кг}.$$

Отсюда

$$h_0 = 767 - 532 = 235 \text{ ккал/кг}.$$

Отрезок AC равен:

$$AC = h_0 \eta_{oi} = 235 \cdot 0,82 = 193 \text{ ккал/кг}.$$

Линия постоянного теплосодержания, проходящая через точку C , соответствует значению

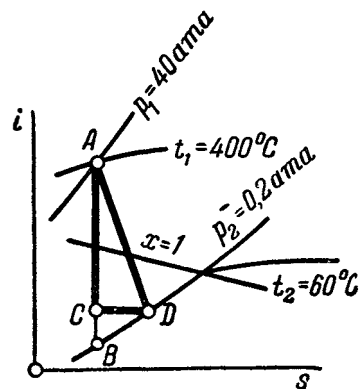
$$i_1 - h_0 \eta_{oi} = 767 - 193 = 574 \text{ ккал/кг}.$$

В пересечении линии CD постоянного теплосодержания, равного 574 ккал/кг , с изобарой $p_2 = 0,2 \text{ атм}$ находим точку D , для которой

$$x = 0,92.$$

Температуру пара находим по значению изотермы, проходящей через точку пересечения изобары $p_2 = 0,2 \text{ атм}$ и верхней пограничной кривой:

$$t_2 \approx 60^\circ\text{C}.$$



Фиг. 14-32.

14-4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПАРОСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ. БАЛАНС ТЕПЛА. РАСХОД ПАРА

Для оценки экономичности паросиловой установки принят ряд коэффициентов, характеризующих процесс превращения тепловой энергии в механическую и в дальнейшем — в электрическую.

Не входя в подробное рассмотрение потерь на отдельных этапах (это делают в специальных курсах), рассмотрим основные характеристики, которые часто употребляют в тепловых расчетах.

Пусть в топку котла в виде тепла топлива поступает Q_k ккал/час. Если низшая теплотворная способность топлива Q_n^p ккал/кг, а расход B кг/час, то, очевидно,

$$Q_k = BQ_n^p.$$

В процессе сжигания топлива имеется ряд потерь: от механической неполноты сгорания, от химической неполноты, с отходящими из котла газами, потери в окружающую среду. Если обозначить Q_n количество тепла, воспринятое рабочим телом (паром) в котле, то

$$\frac{Q_n}{Q_k} = \eta_{ky}$$

есть к. п. д. котельной установки и

$$Q_n = Q_k \eta_{ky}. \quad (a)$$

Если количество пара, вырабатываемое котлом, D_k кг/час, его теплосодержание i_k , а теплосодержание воды, поступающей в котел, i_b , то

$$Q_n = D_k(i_k - i_b).$$

При движении пара в трубопроводах, соединяющих котельный зал с машинным, тратится вовне некоторая доля тепла как вследствие теплообмена, так и вследствие имеющих место утечек пара. Если обозначить количество пара, подошедшее к двигателю, D_1 кг/час, его теплосодержание i_1 ккал/час, а теплосодержание воды по выходе из конденсатора i'_2 , то

$$Q_\partial = D_1(i_1 - i'_2)$$

есть количество тепла, которое нужно было бы подвести к пару в котле, если бы не было потерь в трубопроводах; отношение

$$\frac{Q_\partial}{Q_n} = \eta_n$$

называется к. п. д. паропроводов; из него имеем:

$$Q_\partial = Q_n \eta_n. \quad (b)$$

Количество Q_∂ тепла — это то, которое участвует в двигателе в процессе преобразования в механическую энергию.

Часть тепла, участвующего в процессе, приходит к холодному источнику. Если N_0 — полезная работа за час (т. е. мощность идеального двигателя — \dot{N}_0), полученная в идеальном процессе,

$$N_0 = \frac{AD_1 w_0}{860} = \frac{Q_\partial}{860} = \frac{D_1(i_1 - i'_2)}{860},$$

то отношение

$$\frac{Q_0}{Q_\partial} = \eta_{it} = \frac{(i_1 - i_2)}{(i - i'_2)}$$

есть термический к. п. д. двигателя. Если не учитывать работы насосов, то он совпадает с термическим к. п. д. установки (цикла). Отсюда получаем:

$$AD_1 w_0 = Q_0 = Q_\partial \eta_{it}. \quad (c)$$

Потери внутри двигателя оценивают *внутренним относителем к. п. д.* η_{oi} . Если внутренняя мощность двигателя (работа за один час)

$$N_i = \frac{D_1(i_1 - i_{2\partial})}{860} \text{ квт},$$

то

$$\frac{860 N_i}{AD_1 w_0} = \eta_{oi} = \frac{i_1 - i_{2\partial}}{i_1 - i_2}$$

и

$$860 N_i = AD_1 w_0 \eta_{oi}. \quad (d)$$

Часть мощности N_i тратится на механические потери в трущихся частях двигателя. Если N_e квт — мощность, полученная на вале двигателя, то отношение

$$\frac{N_e}{N_i} = \eta_m$$

есть *механический* к. п. д. двигателя; тогда

$$N_e = N_i \eta_m. \quad (e)$$

Для получения электрической энергии обычно на одном вале с двигателем устанавливают электрический генератор. Механическая энергия, получаемая на вале двигателя, тратится для получения электрической энергии, снимаемой с клемм генератора. В процессе превращения механической энергии в электрическую в генераторе имеют место потери, оцениваемые η_z — к. п. д. генератора. Если мощность на клеммах генератора N_g , то отношение

$$\frac{N_g}{N_e} = \eta_z$$

называется к. п. д. генератора; следовательно,

$$N_g = N_e \eta_z. \quad (f)$$

Если между генератором и двигателем имеется передаточный механизм, то появится еще к. п. д. этой передачи.

Подставляя (a) в (b), затем получившееся последовательно в (c), (d), (e) и (f), находим:

$$860 N_g = Q_k \eta_{ky} \eta_n \eta_{it} \eta_{oi} \eta_m \eta_z.$$

Подставляя вместо

$$Q_k = BQ_n^p,$$

получим:

$$860 N_g = BQ_n^p \eta_{ky} \eta_n \eta_{it} \eta_{oi} \eta_m \eta_z. \quad (g)$$

Отношение энергии, полученной на клеммах генератора, к затраченной в котле в виде энергии топлива, называется к. п. д. *станции*; оно обозначается $\eta_{ст}$, т. е.

$$\frac{860 N_g}{BQ_n^p} = \eta_{ст}. \quad (i)$$

Если теперь обе части равенства (g) разделить на BQ_n^p , то получим с помощью (i):

$$\eta_{cm} = \eta_{ку} \eta_{л} \eta_{т} \eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г} \quad (14-20)$$

Полученный к. п. д. станции не учитывает работы вспомогательных устройств на станции, как говорят — собственных нужд станции, поэтому этот к. п. д. называется к. п. д. *брутто*; если из выработанной станцией энергии вычесть расход на собственные нужды (в него в числе прочих входит и работа насосов), т. е. исходить из отпущенной станцией энергии, получим к. п. д. *нетто*.

Таковы основные к. п. д. паросиловой установки. Часто некоторые из них соединяют и тогда получают новые характеристики. Так, например, получают *к. п. д. машинного зала*, который представляет собой

$$\eta_{м.з} = \eta_{т} \eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г} \quad (14-21)$$

Далее, произведение

$$\eta_{т} \eta_{oi} \eta_{м} = \eta_e \quad (14-22)$$

называют *эффективным к. п. д.* Оно, как нетрудно убедиться, оценивает степень совершенства процесса по работе, полученной на вале двигателя.

Произведение

$$\eta_{oi} \eta_{м} = \eta_{oe} \quad (14-23)$$

называют *эффективным относительным к. п. д.* Очевидно, что этот последний оценивает степень совершенства двигателя в сравнении с идеальным по мощности, полученной на вале.

Наконец, произведение

$$\eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г} = \eta_{og} \quad (14-24)$$

называют *электрическим относительным к. п. д.* Он оценивает степень совершенства всего агрегата двигатель—генератор в сравнении с идеальным по мощности, полученной на клеммах.

Таким образом, паросиловая установка характеризуется рядом к. п. д. Если взять те из них, которые относятся непосредственно к процессу преобразования тепловой энергии в механическую и электрическую, то их можно разбить на следующие две группы: к первой можно отнести те, которые характеризуют степень совершенства процесса по *абсолютной* величине; это следующие коэффициенты:

термический к. п. д.

$$\eta_{т} = \frac{Q_0}{Q_0} = \frac{Aw_0}{q_1};$$

внутренний к. п. д.

$$\eta_i = \frac{860 N_i}{D_1 (i_1 - i_2)} = \frac{Aw_i}{q_1} = \eta_{т} \eta_{oi};$$

эффективный к. п. д.

$$\eta_e = \frac{860 N_e}{D_1 (i_1 - i_2)} = \frac{Aw_e}{q_1} = \eta_{т} \eta_{oi} \eta_{м}.$$

В приведенных отношениях

$$Aw_i = \frac{860 N_i}{D_1}$$

есть внутренняя работа 1 кг пара,

$$Aw_e = \frac{860 N_e}{D_1}$$

— работа 1 кг пара, полученная на вале двигателя.

Как видно, каждый из к. п. д. первой группы представляет собой отношение полученной энергии к теплу, участвующему в процессе трансформации тепловой энергии в механическую в двигателе.

Ко второй группе следует отнести те к. п. д., которые характеризуют степень совершенства процесса в сравнении с идеальным двигателем. Сюда относятся следующие относительные к. п. д.:
внутренний относительный к. п. д.

$$\eta_{oi} = \frac{860 N_i}{D_1 (i_1 - i_2)} = \frac{w_i}{w_0}$$

эффективный относительный к. п. д.

$$\eta_{oe} = \frac{860 N_e}{D_1 (i_1 - i_2)} = \frac{w_e}{w_0} = \eta_{oi} \eta_{м};$$

электрический относительный к. п. д.

$$\eta_{og} = \frac{860 N_g}{D_1 (i_1 - i_2)} = \frac{w_g}{w_0} = \eta_{oi} \eta_{м} \eta_{г}.$$

Каждый из них представляет собой отношение полученной энергии к энергии, вырабатываемой идеальным двигателем. Знание перечисленных коэффициентов дает возможность составить подробный баланс тепла в установке (см. пример 14-4). Для наглядности этот баланс часто изображают в виде графика.

Если известен к. п. д. станции, то расход тепла на 1 *квтч* в ней определяют следующим образом.

Пусть расход топлива в установке B кг/час, его теплотворная способность Q_n^p ккал/кг и мощность двигателя на клеммах генератора, выраженная в *квт*, — N_g . Тогда по (i)

$$B \zeta_{и} \eta_{cm} = 860 N_g,$$

откуда

$$B = \frac{860 N_g}{Q_n^p \eta_{cm}} \text{ кг/час.} \quad (14-25)$$

Если обе части уравнения разделить на N_g , получим расход топлива b_g на 1 *квтч*:

$$b_g = \frac{B}{N_g} = \frac{860}{Q_n^p \eta_{cm}} \text{ кг/квтч,} \quad (14-26)$$

а расход тепла на 1 *квтч*

$$q_g = \frac{860 Q_n^p}{Q_n^p \eta_{cm}} = \frac{860}{\eta_{cm}} \text{ ккал/квтч.} \quad (14-27)$$

Расход пара. Как было показано, в идеальном двигателе, работающем по циклу Ренкина, из тепла 1 кг пара, поступившего в двигатель, в механическую энергию превращается количество, равное разности между начальным и конечным теплосодержанием пара при его адиабатическом расширении в двигателе, т. е.

$$w_0 = i_1 - i_2.$$

Здесь обе части уравнения измерены в одних и тех же единицах.

Отсюда, на каждую единицу механической энергии, выработанной двигателем, должно быть израсходовано

$$d_0 = \frac{1}{i_1 - i_2}.$$

килограммов пара. Здесь разность $(i_1 - i_2)$ измерена в тех же единицах на 1 кг пара, что и полученная единица механической энергии.

Перейдем к принятым в тепловых расчетах единицам измерений.

Если, как это принято, разность теплосодержаний измерить в килокалориях на 1 кг пара, то на основании таблицы в § 3-1 расход пара на 1 квтч, равный 860 ккал, составит:

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2} \text{ кг/квтч.} \quad (14-28)$$

Для предварительных расчетов расхода топлива в действительных паросиловых установках можно пользоваться эффективным относительным к. п. д. В соответствии с его определением можно написать:

$$\eta_{oe} = \frac{d_0}{d_e}, \quad (14-29)$$

где d_e — расход пара на 1 квтч, полученный на вале действительного двигателя.

Если далее ввести к. п. д. электрического генератора η_2 , можно будет написать:

$$\eta_z = \frac{d_e}{d_a},$$

где d_a — расход пара на 1 квтч, полученный на клеммах генератора.

Отсюда

$$d_a = \frac{d_e}{\eta_2} = \frac{d_0}{\eta_2 \eta_{oe}} = \frac{d_e}{\eta_{oa}}. \quad (14-30)$$

Подставляя значения d_0 , получим для расхода пара на вале машины:

$$d_e = \frac{860}{(i_1 - i_2) \eta_{oe}} \quad (14-31)$$

и то же на клеммах генератора:

$$d_a = \frac{860}{(i_1 - i_2) \eta_{oa}} \text{ кг/квтч.} \quad (14-32)$$

Пример 14-4. Теплотворная способность топлива $Q_H^P = 7000$ ккал/кг. Подсчитать количество тепла, израсходованное полезно, и подсчитать потери в установке, если $\eta_{кy} = 0,8$; $\eta_n = 0,97$; $\eta_t = 0,4$; $\eta_{oi} = 0,82$; $\eta_m = -0,98$; $\eta_2 = 0,97$.

Определяем к. п. д. станции:

$$\eta_{cm} = 0,8 \cdot 0,97 \cdot 0,4 \cdot 0,82 \cdot 0,93 \cdot 0,97 = 0,242.$$

Полезно использованное на каждый затраченный килограмм топлива тепло

$$Q_H^P \eta_{cm} = 7000 \cdot 0,242 = 1634 \text{ ккал/кг.}$$

Потери в котельной:

$$7000 - 7000 \cdot 0,8 = 7000 (1 - 0,8) = 1400 \text{ ккал/кг.}$$

Потери в паропроводе:

$$7000 - 1400 = 5600 \text{ ккал/кг;}$$

$$5600 - 5600 \cdot 0,97 = 5600 (1 - 0,97) = 168 \text{ ккал/кг.}$$

Потери в цикле Ренкина (холодному источнику в идеальном процессе):

$$5600 - 168 = 5432 \text{ ккал/кг;}$$

$$5432 - 5432 \cdot 0,4 = 5432 (1 - 0,4) = 3259 \text{ ккал/кг.}$$

Потери внутри двигателя:

$$5432 - 3259 = 2173 \text{ ккал/кг;}$$

$$2173 - 2173 \cdot 0,82 = 2173 (1 - 0,82) = 391 \text{ ккал/кг.}$$

Механические потери:

$$2173 - 391 = 1782 \text{ ккал/кг;}$$

$$1782 - 1782 \cdot 0,98 = 1782 (1 - 0,98) = 33 \text{ ккал/кг.}$$

Потери электрического генератора:

$$1782 - 36 = 1746 \text{ ккал/кг;}$$

$$1746 - 1746 \cdot 0,97 = 1746 (1 - 0,97) = 52 \text{ ккал/кг.}$$

Полезно использовано

$$1746 - 52 = 1694 \text{ ккал/кг,}$$

что сходится с полученным ранее.

На основании сделанного подсчета можно составить следующий баланс:

Название потерь	Абсолютное значение потерь, ккал/кг	В % к располагаемому теплу
Использовано полезно . . .	1694	24,2
Потери в котельной . . .	1400	20,0
" в паропроводе . . .	168	2,4
" в холодном источнике	3650	52,1
из них в теоретическом процессе .	(3259)	—
внутренние . . .	(391)	—
Механические потери . . .	36	0,56
Электрические потери . . .	52	0,74
	7000	100,0

Расход топлива в установке на 1 квтч:

$$b_a = \frac{860}{Q_H^P \eta_{cm}} = \frac{860}{7000 \cdot 0,242} = 0,508 \text{ кг/квтч.}$$

Расход тепла на 1 квтч:

$$q_a = \frac{860}{\eta_{cm}} = \frac{860}{0,242} = 3560 \text{ ккал/квтч.}$$

Пример 14-5. Паросиловая установка состоит из турбины мощностью $N = 10000$ квтч, работающей при начальных параметрах

$$p_1 = 35 \text{ ата и } t_1 = 400^\circ\text{C.}$$

Давление в конденсаторе $p_2 = 0,04$ ата. Определить часовой расход топлива при полной нагрузке, если к. п. д. котельной установки $\eta_{кy} = 0,85$, теплотворная способность топлива $Q_H^P = 7000$ ккал/кг. Температура питательной воды $t_6 = 100^\circ\text{C}$.

Расширение в турбине принять происходящим без потерь.

Удельный расход пара турбиной определится по формуле (14-28):

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2}.$$

По i_s -диаграмме находим:

$$i_1 = 769 \text{ ккал/кг; } i_2 = 492 \text{ ккал/кг.}$$

Отсюда

$$d_0 = \frac{860}{769 - 492} = \frac{860}{277} = 3,1 \text{ кг/квтч.}$$

Расход пара турбиной

$$D_0 = 3,1 \cdot 10\,000 = 31\,000 \text{ кг/час.}$$

Для получения такого количества пара в котле к рабочему телу должно быть подведено тепла:

$$Q = D_0 (i_1 - t_0) = 31\,000 (769 - 100) = \\ = 20,7 \cdot 10^6 \text{ ккал/час.}$$

Количество топлива, которое нужно израсходовать для получения пара, найдется из формулы

$$Q = B Q_n^p \eta_{кпу}$$

где B — часовой расход топлива. Отсюда

$$B = \frac{Q}{Q_n^p \eta_{кпу}} = \frac{20,7 \cdot 10^6}{7\,000 \cdot 0,85} = 3\,480 \text{ кг/час.}$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 14-1. Изобразить графически зависимость термического к. п. д. цикла Ренкина от начальной температуры пара, приняв

$$p_1 = 80 \text{ атм; } p_2 = 0,04 \text{ атм; } t_1 = 293,6^\circ; 400^\circ; 500^\circ \text{С.}$$

Задача 14-2. Изобразить графически зависимость термического к. п. д. цикла Ренкина от начального давления пара, приняв

$$p_2 = 0,04 \text{ атм; } t_1 = 500^\circ \text{С; } p_1 = 30; 50; 70; 90; 110 \text{ атм.}$$

Задача 14-3. Изобразить графически зависимость термического к. п. д. цикла от конечного давления пара, приняв

$$p_1 = 40 \text{ атм; } t_1 = 450^\circ \text{С; } p_2 = \\ = 0,05; 0,10; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1 \text{ атм.}$$

Задача 14-4. Для условий задач 14-1, 14-2, 14-3 показать графически зависимость расхода пара в идеальной машине от начальной температуры пара, от начального и конечного давления пара.

Задача 14-5. Паросиловая установка состоит из котельной и машинного зала, в котором установлена паровая машина мощностью $N = 800 \text{ кет.}$ Начальное давление пара $p_1 = 20 \text{ атм}$; начальная температура $t_1 = 330^\circ \text{С}$; конечное давление $p_2 = 0,1 \text{ атм}$. Определить суточный расход топлива, если установка работает $n = 16$ час. в сутки. Принять температуру питательной воды равной температуре насыщения при давлении в конденсаторе, $Q_n^p = 7\,000 \text{ ккал/кг}$; $\eta_{кпу} = 0,8$.

Задача 14-6. Установка работает с начальными параметрами пара

$$p_1 = 100 \text{ атм; } t_1 = 500^\circ \text{С}$$

и конечным давлением пара в конденсаторе $p_2 = 0,8 \text{ атм}$. Внутренний относительный к. п. д. турбины $\eta_{oi} = 0,8$. Найти в is -диаграмме конечное состояние пара и его параметры t_2 , v , x , s .

Задача 14-7. Установка расходует $b_s = 1 \text{ кг/квт.ч.}$

Определить $\eta_{ст}$, если $Q_n^p = 3\,500 \text{ ккал/кг}$.

Задача 14-8. Расход тепла в установке составляет $q_s = 4\,000 \text{ ккал/квт.ч.}$ Определить $\eta_{ст}$.

Задача 14-9. Расход топлива в установке $b_s = 0,6 \text{ кг/квт.ч.}$; $\eta_{ст} = 0,2$. Определить Q_n^p , η_i и все потери, если $\eta_{кпу} = 0,86$; $\eta_{oi} = 0,80$; $\eta_m = 0,97$; $\eta_2 = 0,97$; $\eta_m = 0,98$.

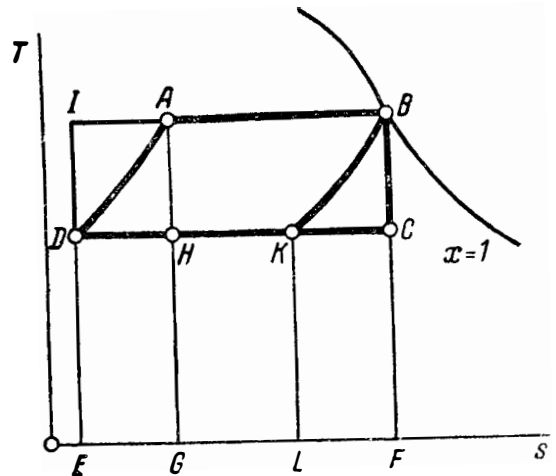
14-5. РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ЦИКЛ. ТЕРМИЧЕСКИЙ К. П. Д. ПРЕДЕЛЬНО-РЕГЕНЕРАТИВНОГО ЦИКЛА

В § 14-2 было установлено, что в цикле Ренкина повышение начального давления пара, начальной температуры и понижение конечного давления, каждое в отдельности, ведут к улучшению экономичности процесса превращения тепловой энергии в механическую.

Однако, помимо изменения параметров рабочего тела можно повысить термический к. п. д. установки путем внесения изменений в самый цикл, который проходит рабочее тело. При этом получают уже другие циклы. Из них рассмотрим *регенеративный цикл, цикл с промежуточным перегревом пара и бинарный цикл*¹.

Для уяснения регенеративного цикла обратимся к Ts -диаграмме цикла Ренкина, который сначала рассмотрим в применении к насыщенному пару. Из фиг. 14-33 можно усмотреть, что цикл Ренкина $DABCD$ отличается от цикла Карно ($ABCNA$ или $DIBCD$) только в части процесса AD , в котором требуется довести рабочее тело до температуры, соответствующей точке A . Сделать это по адиабате можно было бы или по DI , или по NA ; в обоих случаях получился бы цикл Карно: $IBCDI$ или $ABCNA$.

Однако, оба пути практически неосуществимы. В точке D мы имеем воду; ввиду ее ничтожной сжимаемости практически невозможно поднять температуру одним сжатием



Фиг. 14-33.

¹ Подробное рассмотрение вопросов настоящего и следующих параграфов (14-6, 14-7, 14-8, 14-9) является задачей специальных курсов; здесь рассматривается только то, что относится к термодинамике этих вопросов.

по адиабате DI . Другой путь HA практически невыгоден, так как для сжатия влажного пара, состояние которого характеризуется точкой H , до точки A пришлось бы иметь громоздкий пароконпрессор, потери в котором не окупилась бы возможными термическими выгодами. Вследствие изложенного в цикле Ренкина конденсация пара в точке H не прекращают, а доводя ее до точки D и в дальнейшем, поднимая давление воды в насосах до давления котла, повышают температуру воды до точки A при $p = \text{const}$ путем подвода соответствующего количества тепла, измеряемого площадью $EDAGE$. Если это тепло подводится в котле, т. е. от внешней среды, то получают обычный цикл Ренкина.

Однако, нагреть воду по кривой DA можно и иным путем. Расположим по пути прохождения рабочего тела в двигателе бесконечный ряд приборов (назовем их *регенераторами*), которым рабочее тело отдает часть тепла в каждом случае при своей температуре, при этом пусть получается кривая расширения BK , эквидистантная по горизонтали линии AD . При нагревании воды пропустим ее через те же регенераторы. Если площадь $KBFLK$ измеряет тепло, отданное рабочим телом при расширении, то равная ей площадь $DAGED$ будет измерять количество тепла, полученное рабочим телом при нагревании. Таким образом, за весь цикл по процессам AD и BK баланс тепла будет равен нулю. Так как оставшиеся два процесса AB и DK суть изотермические процессы, то весь цикл $ABKDA$ сводится к циклу с двумя источниками тепла. Такой цикл, как это было показано в § 5-10, имеет термический к. п. д., равный к. п. д. цикла Карно; там он был назван обобщенным циклом Карно.

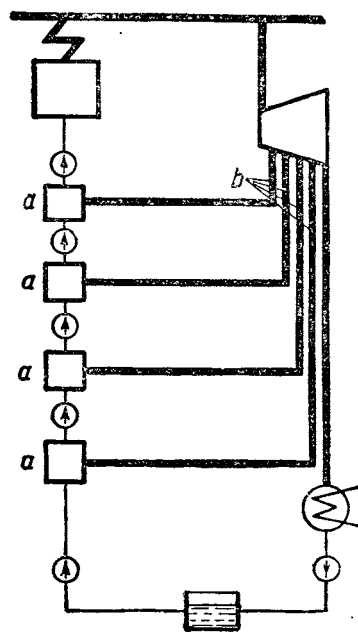
Впрочем описанный здесь подогрев воды теоретически можно осуществить и без установки специальных регенераторов; для этого нужно процесс расширения рабочего тела и подогрев воды вести одновременно. Тогда отпадает необходимость в регенераторах, назначение которых было только сохранить тепло, чего в этом случае уже не требуется.

Однако, осуществление того или иного из описанных способов подогрева питательной воды путем отнятия тепла от рабочего тела при его расширении практически невозможно. Для этого нужно было бы привести воду или рабочее тело регенераторов в соприкосновение с расширяющимся в цилиндре паром через его стенки, что создало бы непреодоли-

мые конструктивные затруднения, в особенности в турбинах.

В действительных установках поставленную здесь задачу — нагреть питательную воду за счет тепла рабочего тела — выполняют иначе, а именно: по пути прохождения пара через двигатель (фиг. 14-33а) устраивают места b для отбора пара, в которых часть пара изымают из двигателя и направляют в специальные подогреватели a (поверхностные или смешивающие), через которые проходит подлежащая нагреву вода (фиг. 14-33а). Пар, поступающий в подогреватели, конденсируется, нагревая выделившимся при этом теплом питательную воду. Получающийся при этом цикл называется *регенеративным* циклом. (На фиг. 14-33а подогреватели предполагаются смешивающими.)

Для того, чтобы нагревание воды шло по кривой DA (фиг. 14-33) и при этом достигало температуры насыщения, соответствующей давлению пара, поступающего в двигатель, необходимо установить от начальной точки B расширения пара до конечной C бесконечный ряд отборов и такой же ряд подогревателей; при этом в каждом отборе изымается бесконечно малое количество пара. Такой случай подогрева будем называть *предельно-регенеративным подогревом*, а получающийся при этом цикл — *предельно-регенеративным циклом*.



Фиг. 14-33с.

В действительных установках обычно устраивают от одного до пяти отборов; при этом места отборов (число их и давления) выбирают на основании специального расчета.

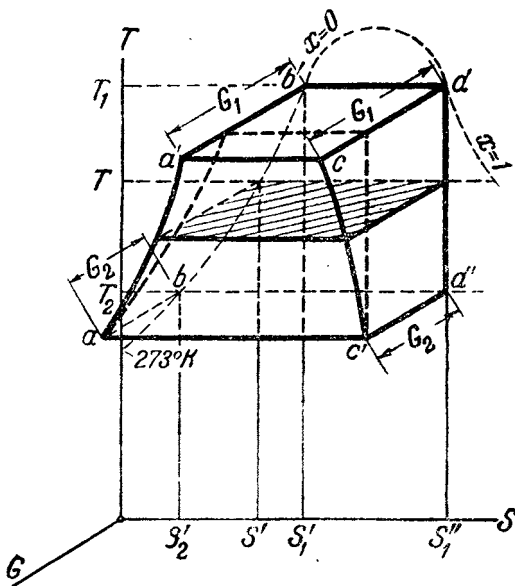
Графическое изображение регенеративного цикла представляет некоторые трудности. По смыслу Ts -диаграммы в ней по оси абсцисс откладывается энтропия одного или во всяком случае постоянного числа килограммов пара; количество же расширяющегося рабочего тела в регенеративном цикле изменяется; поэтому обычная Ts -диаграмма не дает нужной ясности. Для того, чтобы изобразить процесс изменения состояния рабочего тела в регенеративном цикле, нужно прибегнуть к трехосной системе, в которой, кроме координат T и s , представлена и координата G — количество пара.

В такой диаграмме каждая точка изображает состояние и количество пара или воды, процесс изменения состояния изображается линией в пространстве, а количество подведенного или отведенного тепла — объемом. На фиг. 14-34 представлен предельно-регенеративный цикл при работе насыщенным паром. В нем s — начальное состояние G_1 кг пара, поступающего в двигатель; s' — конечное состояние G_2 кг пара, поступающего в конденсатор, причем количество пара, равное разности $G_1 - G_2$, путем бесконечных отборов отобрано для регенеративного подогрева питательной воды. Таким образом, линия cs' представляет собой процесс расширения пара в двигателе, при этом $cd > c'd'$. С другой сто-

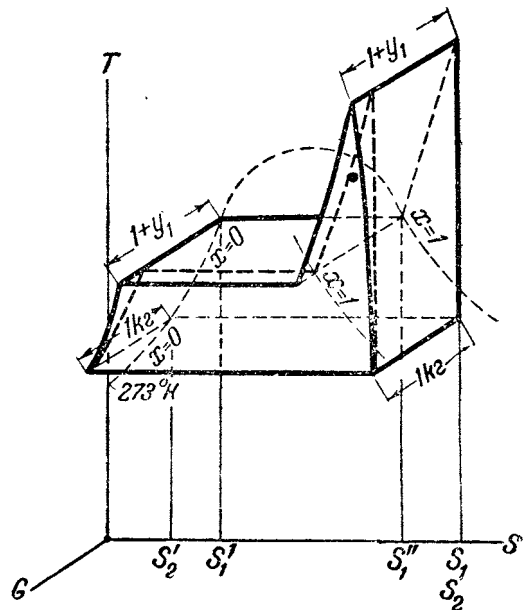
роны, точка a — состояние G_2 кг конденсата, поступившего в последний подогреватель (счет подогревателей идет от высокого давления к низкому), а a' — состояние G_1 кг конденсата по выходе из первого подогревателя. Таким образом, линия aa' представляет собой процесс нагревания воды в подогревателях, при этом разность $a'b' - ab$ измеряет количество пара, подведенное в подогревателях; линия $a'c$ представляет собой процесс парообразования. Если отрезок $a'c = b'd$ умножить на отрезок s''_1d , измеряющий начальную абсолютную температуру пара, и на отрезок cd , получим значение объема, измеряющего подведенное количество тепла; аналогичным образом значение объема, определяемое произведением площади $ac'd'ba$ на отрезок s''_1d , измеряет количество тепла, отведенное к холодному источнику, так как линия $c'a$ представляет собой процесс конденсации G_2 кг пара, измеряемых отрезком $c'd'$. Очевидно, значение объема, ограниченного поверхностями $ac'd'ba$ и $a'cdb'a'$, измеряет количество тепла, полезно перешедшего в работу; он представляет собой сумму бесконечно большого числа элементарных объемов, один из которых изображен штриховкой на чертеже.

Трехосная диаграмма при работе перегретым паром представлена на фиг. 14-35.

В термодинамической сущности регенеративного цикла есть принципиальная разница, если он осуществляется насыщенным или перегретым паром.



Фиг. 14-34.



Фиг. 14-35.

Если двигатель работает насыщенным паром данного давления и, следовательно, данной температуры, то в предельном случае регенерации питательная вода нагревается отборным паром до температуры рабочего тела, поступающего в двигатель, причем процесс нагрева происходит все время при равной, точнее, бесконечно малой разности температур между греющим и нагреваемым телами. Такой процесс — обратимый, и термический к. п. д. предельно регенеративного цикла *при работе с насыщенным паром*, как и для каждого обратимого цикла с двумя источниками тепла, равен термическому к. п. д. цикла Карно. Для частного случая доказательства¹ этого положения напишем баланс тепла одного из бесконечного множества подогревателей, установленных между крайними температурами цикла. Пусть количество конденсата в нем G и поступает в него отбираемое из двигателя количество пара dG . Количество тепла, отданное паром, как для изотермического процесса, составляет (8-35):

$$T(s''_1 - s') dG, \quad (a)$$

где s''_1 — энтропия отбираемого и конденсирующегося в подогревателе пара;
 s' — энтропия кипящего конденсата.

Количество тепла, полученное конденсатом подогревателя по формуле (5-18):

$$GTds'. \quad (b)$$

Оба количества равны между собой:

$$T(s''_1 - s') dG = GTds'. \quad (c)$$

Здесь s''_1 — величина постоянная и потому можно заменить:

$$ds' = -d(s''_1 - s').$$

Полученное дифференциальное уравнение можно представить так:

$$\frac{dG}{G} = -\frac{d(s''_1 - s')}{s''_1 - s'}.$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$\ln G = C - \ln(s''_1 - s'), \quad (d)$$

где C — постоянная интегрирования.

Из уравнения (d) имеем:

$$G(s''_1 - s') = \text{const}, \quad (e)$$

т. е. все сечения, перпендикулярные оси T , в том объеме, который измеряет количество тепла, перешедшего в работу, представляют собой равновеликие прямоугольники.

Напишем значение термического к. п. д. для рассматриваемого цикла с предельной регенерацией при работе с насыщенным паром.

По определению

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1};$$

$$\eta_t = \frac{G_1(s''_1 - s'_1)T_1 - G_2(s''_1 - s'_2)T_2}{G_1(s''_1 - s'_1)}.$$

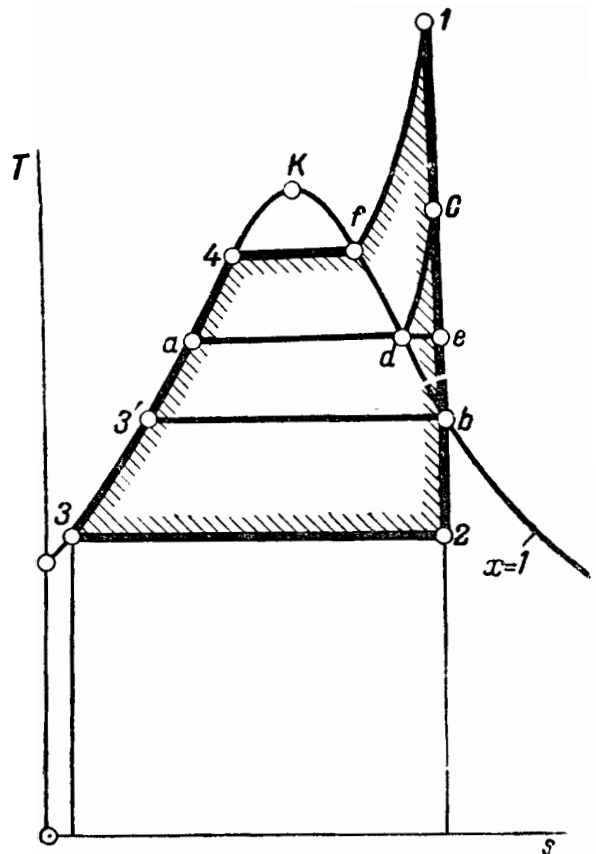
На основании (e) можем написать:

$$G_1(s''_1 - s'_1) = G_2(s''_1 - s'_2) = \text{const}.$$

Сокращая, получаем для рассматриваемого цикла:

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Иначе получается, если двигатель работает перегретым паром; и в этом случае предельной регенерации питательная вода также должна быть нагрета до температуры насыщения, соответствующей давлению пара, поступающего в двигатель. Рассмотрим процесс нагрева в Ts -диаграмме (фиг. 14-36), кото-



Фиг. 14-36.

Оно дано проф. Я. М. Рубинштейном, „Известия ВТИ“, № 1 (44), 1929.

рую возьмем с целью упрощения двухосной. Пусть расширение в двигателе происходит по адиабате 1-2 и отборным паром нужно нагреть воду от точки 3 до точки 4.

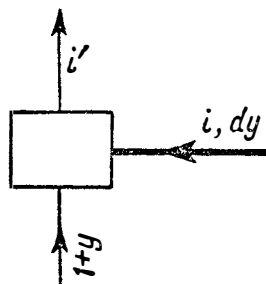
Пока нагрев питательной воды производится между точками 3 и 3', греющим телом является насыщенный пар состояний, расположенных между точками б и 2; здесь, как и уже в рассмотренном случае, разность температур между греющим и нагреваемым телами бесконечно мала, и процесс нагрева происходит *обратимым путем*; при этом надо отметить, что нагрев производится за счет отнятия от греющего тела скрытой теплоты парообразования; так как она велика, то для нагрева, положим, 1 кг воды на 1° С, требуется отнять небольшую долю килограмма расширяющегося пара.

Отличие от уже рассмотренного случая наступает при дальнейшем нагревании питательной воды от точки 3' до точки 4. Допустим, надо произвести нагревание воды в точке а; в соответствующем отборе турбины для этой цели будет взят перегретый пар состояния с, принадлежащий изобаре *adc*, на которой лежит и точка а. Однако, температура его не совпадает с температурой нагреваемой воды, и потому нагрев будет происходить *необратимым путем* до тех пор, пока греющий пар не станет насыщенным.

Теоретически избежать необратимого падения температуры можно было бы таким образом. Пусть нужно нагревание произвести в точке а (фиг. 14-36); вместо того, чтобы воспользоваться для этого паром состояния с того же давления, но более высокой температуры, можно было бы взять пар состояния е, т. е. той же температуры, но давление его будет меньше, чем в соответствующем подогревателе, и чтобы использовать этот пар, пришлось бы в изотермическом компрессоре поднять его давление до давления в точке а; но это связано с таким усложнением установки и такими дополнительными потерями, что практически нецелесообразно.

Обратимся к вычислению *термического к. п. д. предельно-регенеративного цикла с перегретым паром*¹; цикл берем для 1 кг пара, поступающего в конденсатор; в двигатель при этом поступает $1 + y_1$ кг, и таким образом в бесконечном ряде подогревателей используется $(1 + y_1) - 1 = y_1$ кг пара (см. фиг. 14-35).

¹ Решение этой задачи дано в 1939 г. А. С. Зильберманом, с любезного разрешения которого оно здесь излагается впервые.



Фиг. 14-36а.

Составим баланс одного из подогревателей (фиг. 14-36а). Пусть i — теплосодержание поступающего в него пара, а i' — теплосодержание конденсата в нем. Обе эти величины связаны между собой и определяются давлением данного отбора, т. е. i и i' — величины переменные. Количество отбираемого пара dy , а количество конденсата в рассматриваемом подогревателе $1 + y$, где y — количество отобранного пара между крайним (со стороны конденсатора) и рассматриваемым подогревателем. Очевидно, баланс рассматриваемого подогревателя запишется так (считая, что вода в нем нагревается до температуры насыщения T_s обогреваемого пара):

$$(i - i') dy = (1 + y) T_s ds'.$$

Здесь слева — количество тепла, отданное паром, а справа, — полученное конденсатом в подогревателе.

Интегрируя это дифференциальное уравнение в пределах от начала до конца расширения пара в турбине соответственно от начала до конца подогрева, находим:

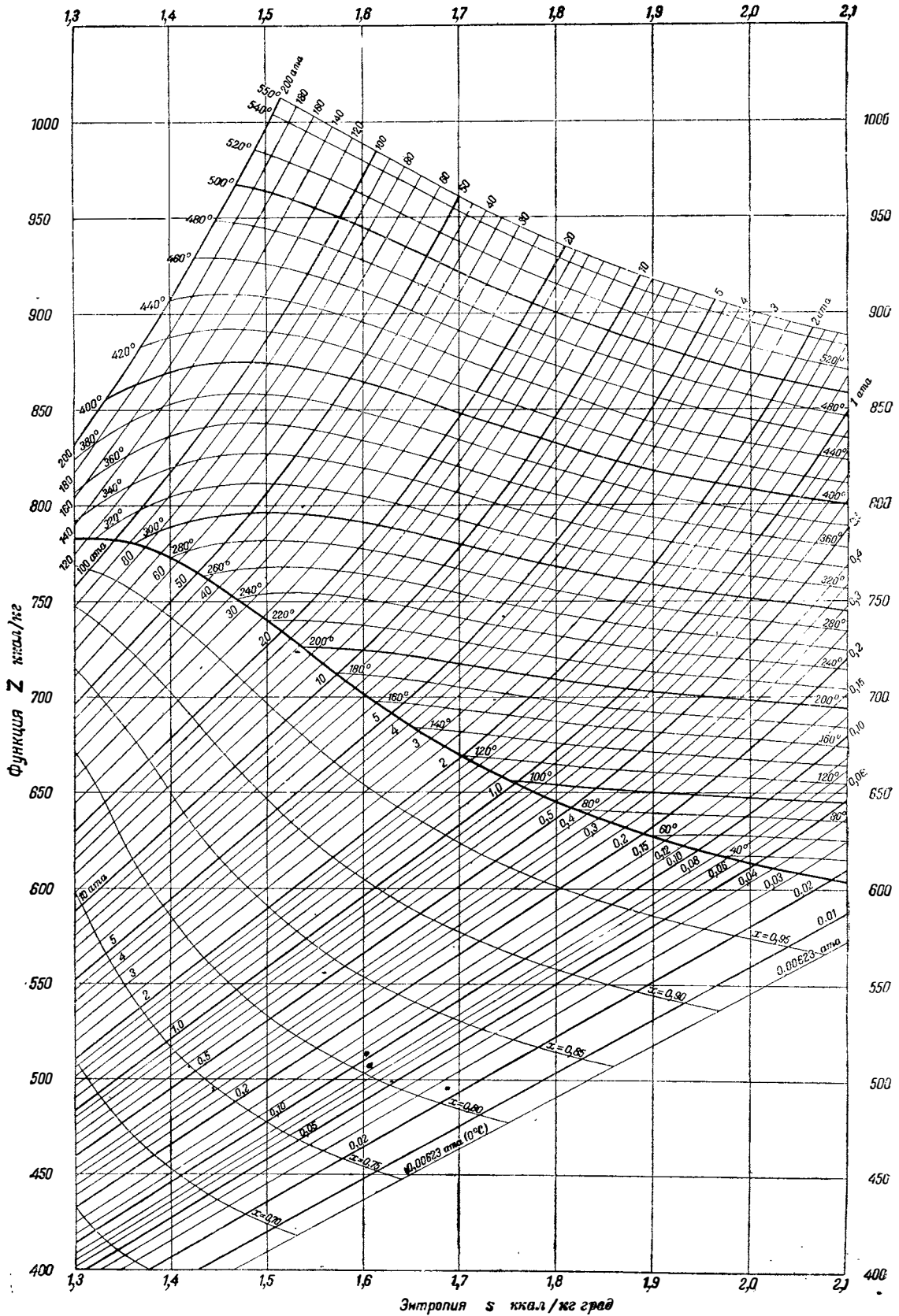
$$1 + y_1 = e^{\int_2^1 \frac{T_s ds'}{i - i'}} \quad (14-33)$$

Здесь 2 — состояние в точке 2 (фиг. 14-36), а 1 — состояние в точке 1 той же фигуры.

Рассматривая правую часть выражения (14-33), мы замечаем, что $(1 + y_1)$ представляет собой величину, зависящую от параметров начального (1) и конечного (2) состояний.

Для удобства дальнейших расчетов конечным состоянием принимается рабочее тело при 0° С и соответствующем этой температуре давлении насыщения. В этом случае величина $1 + y_1$ становится функцией только начальных параметров пара и может быть для различных состояний пара заранее найдена при помощи численного интегрирования.

Очевидно, $(1 + y_1)$ в этом случае представляет собой количество пара, которое должно быть подведено в предельно-регенеративном цикле к двигателю на 1 кг пара, поступающего в конденсатор, в котором поддерживается давление, соответствующее температуре насыщения 0° С.



Фиг. 14-37.

Если в двигателе расширение пара производится не до нуля, а прекращается раньше, в какой-либо точке 2, то в конденсатор попадает уже не 1 кг пара, а какое-то количество $(1 + y_2)$, зависящее по тому же закону от параметров состояния этой точки 2.

Таким образом, в предельно-регенеративном цикле в двигатель поступает $(1 + y_1)$ кг пара, к которому в верхнем источнике подводится $(i_1 - i'_1)$ ккал/кг, т. е.

$$Q_1 = (1 + y_1)(i_1 - i'_1), \quad (e)$$

а в конденсатор при этом поступает $(1 + y_2)$ кг пара, от которого в нем отводится $(i_2 - i'_2)$ ккал/кг; таким образом,

$$Q_2 = (1 + y_2)(i_2 - i'_2). \quad (f)$$

Относя каждое из выражений (e) и (f) к своему состоянию, можно записать без значков:

$$Q = (1 + y)(i - i'). \quad (g)$$

Легко видеть, что правая часть этого уравнения представляет собой функцию состояния. Назовем ее Z -функцией.

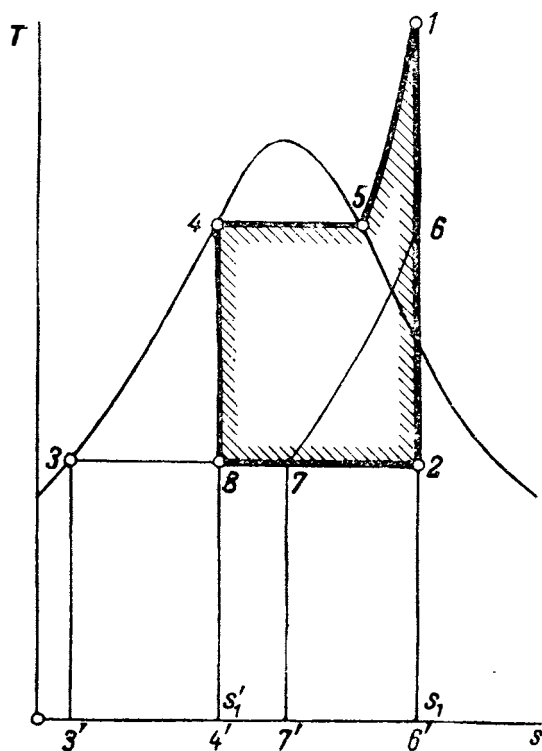
Термический к. п. д. предельно-регенеративного цикла запишется так:

$$\eta_{\text{тер}} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1} = 1 - \frac{Z_2}{Z_1}. \quad (14-34)$$

Если теперь построить Zs -диаграмму, на которую нанести линии, имеющиеся в is -диаграмме, то термический к. п. д. предельно-регенеративного цикла легко найдется проведением соответствующей адиабаты и взятием из Zs -диаграммы начального и конечного значений Z . Таким образом, термический к. п. д. предельно-регенеративного цикла находится с той же простотой, с которой определяется к. п. д. цикла Ренкина по is -диаграмме. Построение такой диаграммы и произведено А. С. Зильберманом (фиг. 14-37, см. стр. 325). Здесь она приводится пересчитанной по таблицам водяного пара (I—III), приведенным в конце книги.

Часто предельно-регенеративный цикл для перегретого пара изображают условно, исходя из возможности заменить бесконечное число отборов охлаждением пара по линии 6-7 (фиг. 14-38), эквидистантной линии 3-4. В этом случае ввиду равенства площадок 3-4-4'-3' и 7-6-6'-7'-7' цикл с предельной регенерацией 3-4-5-1-6-7-3 заменяют циклом 4-5-1-2-8-4. Для него термический к. п. д. составляет:

$$\eta_i = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2(s_1 - s'_1)}{i_1 - i'_1}. \quad (14-34')$$



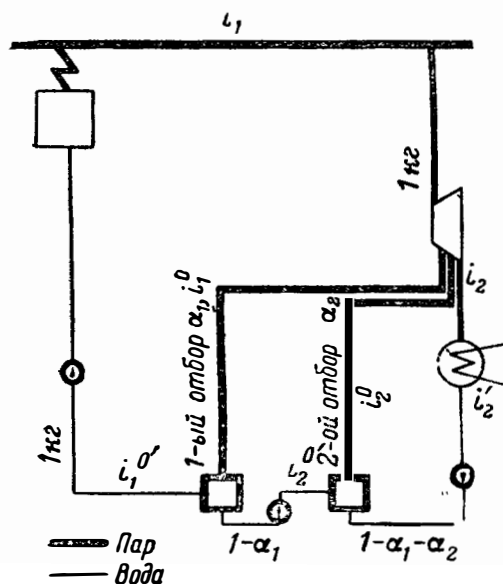
Фиг. 14-38.

Все величины, входящие в (14-34'), легко находятся по таблицам. Хотя это значение относится и к неточно изображенному циклу с предельной регенерацией, но ошибка здесь небольшая; она составляет обычно $1-1\frac{1}{2}\%$.

14-5. ТЕРМИЧЕСКИЙ К. П. Д. РЕГЕНЕРАТИВНОГО ЦИКЛА С КОНЕЧНЫМ ЧИСЛОМ ОТБОРОВ

Переходим теперь к изучению регенеративных циклов с конечным числом отборов, т. е. таких регенеративных циклов, которыми пользуются в действительных установках. В них принято все расчеты вести на 1 кг пара, поступившего в двигатель.

Для этого рассмотрим схему установки с идеальным двигателем-турбиной, двумя отборами и смешивающими подогревателями. Такая схема в обычно принятых обозначениях изображена на фиг. 14-39. На фиг. 14-40 представлена схема протекания 1 кг пара через турбину. Из обеих фигур видно, что до первого отбора работу производит целиком 1 кг поступившего в турбину пара. В первом отборе отводится в первый подогреватель на каждый килограмм пара α_1 кг, так что между первым и вторым отбором в процессе участвует $(1 - \alpha_1)$ кг пара; во втором отборе от-



Фиг. 14-39.

нимается α_2 кг, и между вторым отбором и конденсатором на каждый поступивший в двигатель килограмм пара работу производит $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$ кг пара. Таким образом, в конденсатор поступает $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$ кг пара и такое же количество конденсата поступает из конденсатора во второй подогреватель. В него же поступает и в нем конденсируется α_2 кг пара из двигателя; таким образом, количество рабочего тела во втором подогревателе составляет $(1 - \alpha_1 - \alpha_2) + \alpha_2 = (1 - \alpha_1)$ кг; это количество при помощи насоса подается в первый подогреватель и вместе с поступившим в него α_1 кг пара из двигателя составит 1 кг воды, которая в дальнейшем подается в котел.

Изобразим описанный цикл в Ts -диаграмме. Так как последняя строится для 1 кг, то придется строить отдельные диаграммы для каждой ветви схемы. Для 1 кг пара, поступившего в конденсатор, Ts -диаграмма изобразится так, как это показано на фиг. 14-41 циклом $ABCDEA$.

Для 1 кг пара, подвергнувшегося расширению от начального состояния до давления второго отбора p_2^0 , цикл изобразится в виде фигуры $KBCDIK$; площадь внутри этого цикла измеряет работу, полученную при расширении; площадь же $KIFLK$ измеряет количество тепла, отданное 1 кг этого пара во втором подогревателе. Количество отбираемого пара α_2 должно быть таким, чтобы выделившееся при его конденсации тепло могло нагреть $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$ кг воды, поступившей из

конденсатора во второй подогреватель, до температуры кипения при давлении p_2^0 , т. е. до точки K (практически температуру воды получают немного меньше t_3). Количество тепла, потребное для нагревания 1 кг воды, измеряется площадью $AKLGA$.

Дальнейший подогрев происходит в первом подогревателе; греющим телом в нем является пар, взятый из первого отбора.

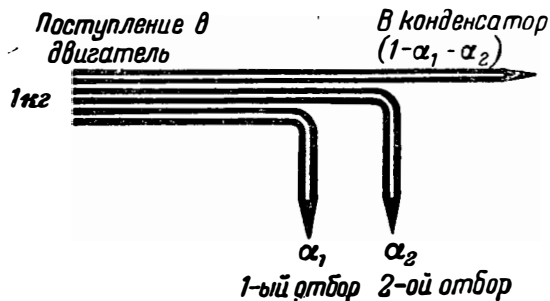
Для 1 кг пара, подвергнувшегося расширению до давления первого отбора, цикл изобразится фигурой $OBCDMNO$. Здесь, как и для пара, отнятого во втором отборе, площадь $OBCDMNO$ измеряет полезную работу 1 кг отъемного пара, площадь же $ONMFPO$ — тепло, пошедшее на подогрев воды, поступившей из второго подогревателя в первый.

Как было уже сказано, количество этой последней на каждый килограмм пара, поступившего в двигатель, составляет $(1 + \alpha_1)$ кг. Нагрев воды здесь производится до температуры насыщения, соответствующей давлению p_1^0 первого отбора, т. е. до точки O (практически несколько ниже). Количество отбираемого пара α_1 должно быть таково, чтобы выделившееся при его конденсации тепло могло нагреть $(1 - \alpha_1)$ кг воды до требуемой температуры. Количество тепла, потребное для нагревания 1 кг воды, измеряется площадью $KOPLK$.

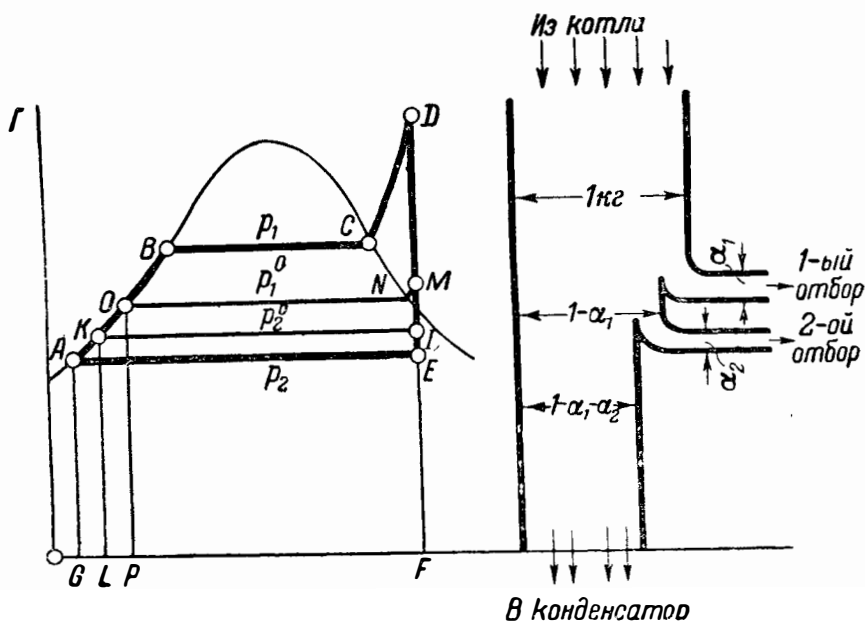
Все изображенное на фиг. 14-41 относится к 1 кг пара в каждом из потоков.

Чтобы показать, какое количество пара в определенных интервалах температур проходит через двигатель, иногда рядом с Ts -диаграммой строят диаграмму TD , где по оси абсцисс откладывают количество рабочего пара в килограммах на 1 кг поступившего пара, а по оси ординат — абсолютные температуры, в пределах которых эти количества совершают работу в двигателе.

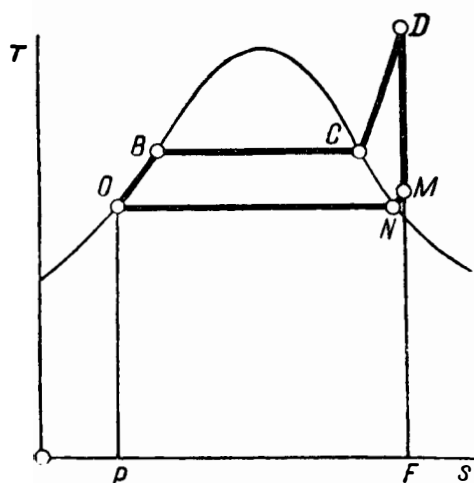
Если изобразить на отдельных чертежах Ts -диаграммы отъемного пара, то фиг. 14-42



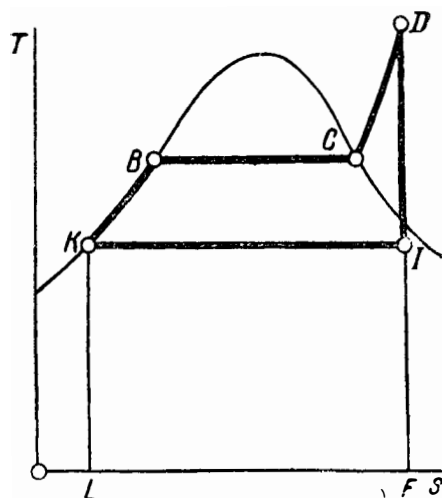
Фиг. 14-40.



Фиг. 14-41.



Фиг. 14-42.



Фиг. 14-43.

даст Ts -диаграмму для 1 кг пара первого отбора и фиг. 14-43— Ts -диаграмму для 1 кг второго отбора.

Итак, анализ Ts -диаграммы этого цикла показывает, что количество тепла, взятое из верхнего источника на 1 кг поступившего в турбину пара, измеряется (фиг. 14-41) площадью $OBCDFPO$. Количество тепла, поступившее в нижний источник на тот же 1 кг пара, измеряется площадью $AEFGA \times (1 - \alpha_1 - \alpha_2)$.

В полезную работу, очевидно, перейдет

разность этих площадей, которая может быть подсчитана и иным образом (см. далее).

Регенерированное в первом отборе тепло на 1 кг поступившего в турбину пара измеряется площадью $ONMFPO \cdot \alpha_1$. Это тепло, если не учитывать потерь в подогревателе, пошло на нагревание воды в нем; вода здесь получила количество тепла, измеряемое площадью $KOPLK (1 - \alpha_1)$. Очевидно, что эти величины должны быть равны, т. е.

$$\text{пл. } ONMFPO \cdot \alpha_1 = KOPLK (1 - \alpha_1). \quad (a)$$

Регенерированное во втором отборе тепло на 1 кг поступившего в турбину пара измеряется площадью $KIFLK \cdot \alpha_2$. Это тепло, если не учитывать потерь в подогревателе, пошло на нагрев воды в нем; вода здесь получила количество тепла, измеряемое площадью $AKLGK(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$. Очевидно, что эти величины должны быть равны, т. е.

$$\text{пл. } KIFLK \cdot \alpha_2 = \text{пл. } AKLGK(1 - \alpha_1 - \alpha_2). \quad (b)$$

Входящие в уравнения (a) и (b) площади можно заменить по смыслу Ts -диаграммы значениями соответствующих разностей теплосодержаний.

Введем следующие обозначения:

i_1 и i_2 — соответственно теплосодержания пара в начале и в конце адиабатического расширения до давления в конденсаторе;

i_1^o — теплосодержание пара в первом отборе;

$i_1^{o'}$ — теплосодержание конденсата при температуре кипения, соответствующей давлению p_1^o пара в первом отборе;

i_2^o — теплосодержание пара во втором отборе;

$i_2^{o'}$ — теплосодержание конденсата при температуре кипения, соответствующей давлению p_2^o пара во втором отборе;

$i_2^{i'}$ — теплосодержание конденсата при температуре кипения, соответствующей давлению p_2 пара в конденсаторе.

Тогда согласно смыслу Ts -диаграммы можно написать:

$$\text{пл. } ONMFPO = i_1^o - i_1^{o'}; \quad (c)$$

$$\text{пл. } LKOPL = i_1^{o'} - i_2^{o'}; \quad (d)$$

$$\text{пл. } KFLK = i_2^o - i_2^{o'}; \quad (e)$$

$$\text{пл. } GAKLG = i_2^{o'} - i_2^{i'}. \quad (f)$$

Таким образом, уравнения (a) и (b) примут вид:

$$\alpha_1(i_1^o - i_1^{o'}) = (1 - \alpha_1)(i_1^{o'} - i_2^{o'}); \quad (14-35)$$

$$\alpha_2(i_2^o - i_2^{o'}) = (1 - \alpha_1 - \alpha_2)(i_2^{o'} - i_2^{i'}). \quad (14-35')$$

Полученные уравнения являются балансовыми уравнениями тепла для первого и второго подогревателей. Их можно получить и непосредственно из уравнения смешения: 1 кг воды, теплосодержание которой $i_1^{o'}$, выходящий из первого подогревателя, получается в результате смешения α_1 кг пара с теплосодержанием

i_1^o и $(1 - \alpha_1)$ кг воды с теплосодержанием $i_2^{o'}$, поступившей из второго подогревателя; отсюда можно составить уравнение [формула (9-41)]:

$$i_1^{o'} = \alpha_1 i_1^o + (1 - \alpha_1) i_2^{o'}. \quad (i)$$

Нетрудно видеть, что уравнения (i) и (14-35) равнозначны.

То же и для второго подогревателя: $(1 - \alpha_1)$ кг воды теплосодержания $i_2^{o'}$, вышедшей из второго подогревателя, получается в результате смешения α_2 кг пара теплосодержания i_2^o и $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$ кг воды теплосодержания $i_2^{i'}$, поступающей из конденсатора в первый подогреватель. Балансовое уравнение будет:

$$(1 - \alpha_1) i_2^{o'} = \alpha_2 i_2^o + (1 - \alpha_1 - \alpha_2) i_2^{i'}. \quad (k)$$

Путем соответствующих преобразований уравнение (14-35') можно привести к уравнению (k).

Таким образом, уравнения (14-35) и (14-35') служат для определения α_1 и α_2 , так как в них все величины известны, если заданы давления отборов.

Решая эти уравнения, находим:

$$\alpha_1 = \frac{i_1^{o'} - i_2^{o'}}{i_1^o - i_2^{o'}}, \quad (14-36)$$

$$\alpha_2 = \frac{(1 - \alpha_1)(i_2^{o'} - i_2^{i'})}{i_2^o - i_2^{i'}}. \quad (14-37)$$

Определим полезную работу 1 кг пара, поступившего в двигатель.

Из Ts -диаграммы (фиг. 14-41) усматриваем, что 1 кг пара, поступивший в турбину, до первого отбора совершил работу, измеряемую площадью $OBCDMNO$. В промежутке между первым и вторым отбором количество расширяющегося пара составляет $(1 - \alpha_1)$ кг; работа этого количества пара на своем участке измеряется площадью

$$KONMIK(1 - \alpha_1).$$

В промежутке между вторым отбором и конденсатором расширяется $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$ кг пара; работа этого количества пара на своем пути измеряется площадью

$$AKIEA(1 - \alpha_1 - \alpha_2).$$

Таким образом, полезная работа w_{0p} 1 кг пара, поступившего в турбину, составляет:

$$w_{0p} = \text{пл. } OBCDMNO + \text{пл. } KONMIK(1 - \alpha_1) + AKIEA(1 - \alpha_1 - \alpha_2).$$

Заменяя площади, соответствующими значениями разностей теплосодержаний, получим:

$$A\omega_{op} = (i_1 - i_1^o) + (i_1^o - i_2^o)(1 - \alpha_1) + (i_2^o - i_2)(1 - \alpha_1 - \alpha_2). \quad (14-38')$$

Раскрыв скобки и сделав приведение подобных членов, получаем:

$$A\omega_{op} = (i_1 - i_2) - \alpha_1(i_1^o - i_2) - \alpha_2(i_2^o - i_2). \quad (14-38)$$

Здесь $(i_1 - i_2)$ — полезная работа 1 кг пара при его расширении в двигателе между начальным и конечным состоянием в отсутствии отборов пара;

$\alpha_1(i_1^o - i_2)$ — та часть работы, которая могла бы быть совершена до конца расширения за счет α_1 кг пара, отведенного в первом отборе;

$\alpha_2(i_2^o - i_2)$ — та часть работы, которая могла бы быть совершена до конца расширения за счет α_2 кг пара, отведенного во втором отборе.

Полезная работа может быть подсчитана и следующим образом:

$$A\omega_{op} = (1 - \alpha_1 - \alpha_2)(i_1 - i_2) + \alpha_2(i_1 - i_2^o) + \alpha_1(i_1 - i_1^o). \quad (14-39)$$

Здесь $(i_1 - i_2)$ — работа 1 кг пара между начальным и конечным состоянием, которую выполняет в рассматриваемом случае $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)$ кг на 1 кг пара, поступившего в двигатель;

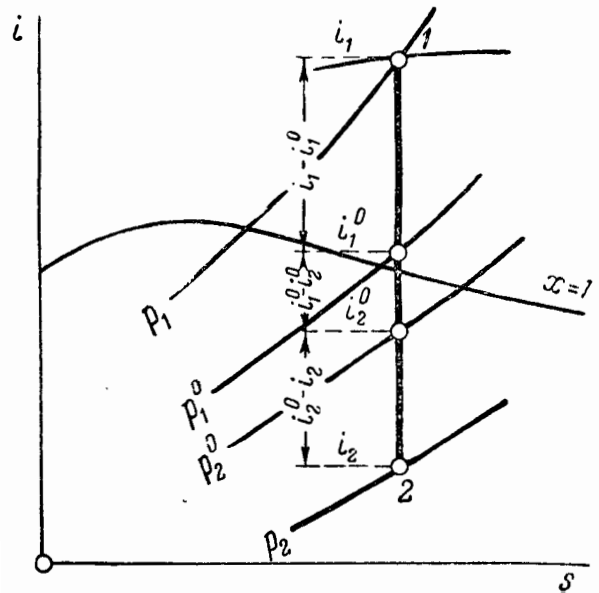
$(i_1 - i_2^o)$ — работа 1 кг пара между начальным состоянием и состоянием во втором отборе; здесь участвует α_2 кг пара;

$(i_1 - i_1^o)$ — то же в промежутке между начальным состоянием и состоянием в первом отборе; здесь работает α_1 кг пара.

Раскрыв скобки в последнем уравнении и сделав соответствующие преобразования, получаем:

$$A\omega_{op} = (i_1 - i_2) - \alpha_1(i_1^o - i_2) - \alpha_2(i_2^o - i_2),$$

г. е. приходим к тому же выражению полезной работы, что было получено в виде формулы (14-38).



Фиг. 14-44.

При решении задач, связанных с осуществлением регенеративного цикла, пользуются i - s -диаграммой. Проведя в ней (фиг. 14-44) адиабату расширения от точки, характеризующей начальное состояние пара, до пересечения с изобарой пара в конденсаторе, находят в точках пересечения этой адиабаты с изобарами отборов точки, характеризующие состояние пара в отборах. Проектируя их на ось ординат, находят значения их теплосодержаний, которые и подставляют как в балансовые уравнения подогревателей, так и в уравнение работы [формула (14-38)].

Имея выражение для полезной работы, легко определить расход пара на 1 квтч. Очевидно, он составит:

$$d_{op} = \frac{860}{(i_1 - i_2) - \alpha_1(i_1^o - i_2) - \alpha_2(i_2^o - i_2)} \quad (14-40)$$

или

$$d_{op} = \frac{860}{(i_1 - i_1^o) + (i_1^o - i_2^o)(1 - \alpha_1) + (i_2^o - i_2)(1 - \alpha_1 - \alpha_2)}$$

Здесь получен расход пара на 1 квтч в установке с идеальной машиной. Нетрудно получить таковой же и для действительной машины, введя для каждой части двигателя внутренний к. п. д. (эти уравнения приводятся ниже).

При большем числе отборов число членов в знаменателе соответственно увеличилось бы.

Так, при четырех отборах расход пара в установке с идеальной машиной был бы:

$$d_{0p} = \frac{860}{(i_1 - i_2) - \alpha_1(i_1^o - i_2) - \alpha_2(i_2^o - i_2) - \alpha_3(i_3^o - i_2) - \alpha_4(i_4^o - i_2)} \quad (14-40')$$

Сравнивая формулу (14-40) с таковой же для расхода пара без регенерации (14-28)

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2},$$

можно установить, что в регенеративном цикле расход пара на 1 *квтч* больше, т. е.

$$d_{0p} > d_0.$$

Однако, из этого нельзя сделать еще вывода об экономичности цикла, так как наряду с увеличением расхода пара уменьшается количество тепла, расходуемое в котле на получение 1 *кг* этого пара.

Для суждения об экономичности служит термический к. п. д. цикла, к выводу формулы которого переходим. Отнесем этот вывод к регенеративному циклу с двумя отборами.

Пусть полезная работа, совершаемая двигателем за час, иначе говоря, мощность его, составляет *N квт*. Если установка расходует *D кг/час* пара, то мощность, получаемая за счет пара, поступающего в первый отбор, составляет:

$$N_1^o = \frac{D \alpha_1 (i_1 - i_1^o)}{860}.$$

Мощность N_2^o , получаемая за счет пара, поступающего во второй отбор, подсчитывается по аналогии так:

$$N_2^o = \frac{D \alpha_2 (i_1 - i_2^o)}{860}.$$

Мощность, вырабатываемая паром, поступающим в конденсатор, составляет

$$N_k = N - N_1^o - N_2^o.$$

Определим теперь расход тепла. Рассмотрим каждый поток в отдельности и в первую очередь тот, который поступает в конденсатор. Он совершает цикл *ABCDEA* (фиг. 14-41). Если бы это был цикл Ренкина, в котором нагрев воды от *A* до *B* проходит за счет тепла внешнего источника, то расход тепла на получение мощности $N_k = N - N_1^o - N_2^o$ составил бы на основании формулы (14-11):

$$Q_k = \frac{N - N_1^o - N_2^o}{\eta_{tk}} 860. \quad (k)$$

Здесь

Q_k — количество тепла, подведенное из верхнего источника к рабочему телу в течение 1 часа;

$(N - N_1^o - N_2^o) 860$ — полезная работа в *ккал/час*;

η_{tk} — термический к. п. д. цикла Ренкина, который ранее мы обозначали η_r .

Для потока пара, поступающего после турбины во второй подогреватель, при отсутствии регенерации расходовалось бы в верхнем источнике количество тепла

$$\begin{aligned} D\alpha_2 \cdot \text{пл. } KBCDFLK &= D\alpha_2 \cdot \text{пл. } KBCDIK + \\ &+ D\alpha_2 \cdot \text{пл. } KIFLK, \\ D\alpha_2 \cdot \text{пл. } KBCDFLK &= D\alpha_2 (i_1 - i_1^o) + \\ &+ D\alpha_2 (i_2^o - i_2^r). \end{aligned} \quad (l)$$

Поток пара, поступающий в первый подогреватель, требует тепла, измеряемого площадью (фиг. 14-41)

$$D\alpha_1 \cdot \text{пл. } POBCDFP,$$

которую можно представить в виде суммы

$$\begin{aligned} D\alpha_1 \cdot \text{пл. } OBCDMNO + D\alpha_1 \cdot \text{пл. } PONMFP &= \\ = D\alpha_1 (i_1 - i_1^o) + D\alpha_1 (i_1^o - i_1^r). \end{aligned} \quad (m)$$

Сумма количества тепла (k), (l), (m) была бы израсходована в котле, если бы не было регенеративного подогрева питательной воды. Благодаря последнему тепло, соответствующее нагреванию от точки *A* до точки *O* (фиг. 14-41), сообщается не в котле, а в подогревателях за счет конденсации объемного пара из турбины. Это тепло называют *регенерированным теплом*. Если общий расход пара *D кг/час*, то количество регенерированного тепла, подведенного в первом подогревателе, измеряется площадью $D\alpha_1 \cdot \text{пл. } ONMFP$ и равно

$$D\alpha_1 (i_1^o - i_1^r). \quad (n)$$

Во втором подогревателе регенерируется тепло, измеряемое площадью $D\alpha_2 \times KIFLK$ и равное

$$D\alpha_2 (i_2^o - i_2^r). \quad (o)$$

Складывая количества тепла (k), (l), (m) и вычитая (n) и (o), получим суммарный рас-

ход тепла в верхнем источнике при наличии регенерации:

$$Q_1 = \frac{(N - N_1^o - N_2^o)860}{\eta_{tk}} + D\alpha_2(i_1 - i_2^o) + \\ + D\alpha_2(i_2^o - i_2^{o'}) + D\alpha_1(i_1 - i_1^o) + \\ + D\alpha_1(i_1^o - i_1^o) - D\alpha_1(i_1^o - i_1^{o'}) - D\alpha_2(i_2^o - i_2^{o'}).$$

После приведения подобных членов получим:

$$Q_1 = \frac{N - N_1^o - N_2^o}{\eta_{tk}} 860 + D\alpha_1(i_1 - i_1^o) + \\ + D\alpha_2(i_1 - i_2^o).$$

Второй и третий члены численно равны часовой работе в *ккал/час*, получаемой за счет потоков пара, поступающих в отборы, т. е. это суть $860 N_1^o$ и $860 N_2^o$. Заменяя, получим расход тепла:

$$Q_1 = \left[\frac{N - N_1^o - N_2^o}{\eta_{tk}} + N_1^o + N_2^o \right] 860.$$

Рассматривая полученное уравнение, устанавливаем, что количество тепла, подводимое из верхнего источника к рабочему телу при наличии регенерации, может быть представлено как сумма двух слагаемых: первое слагаемое—это тепло для потска пара, поступающего в конденсатор; оно подсчитывается так, как если бы этот пар совершал цикл Ренкина; второе слагаемое—это тепло для потоков пара, поступающих в отборы; оно оказывается в этом случае эквивалентным работе пара этих потоков в двигателе. В этом и заключается польза регенерации и она, очевидно, тем больше, чем больше мощность, вырабатываемая отборным паром.

По формуле термический к. п. д. всего цикла

$$\eta_{tp} = \frac{N}{N - N_1^o - N_2^o + N_1^o + N_2^o}.$$

После ряда простых преобразований получаем окончательно:

$$\eta_{tp} = \frac{\eta_{tk}}{1 - \left(\frac{N_1^o + N_2^o}{N} \right) (1 - \eta_{tk})}$$

и для нескольких отборов

$$\eta_{tp} = \frac{\eta_{tk}}{1 - \frac{\sum_1^n N^o}{N} (1 - \eta_{tk})}.$$

Здесь η_{tk} — термический к. п. д. цикла Ренкина для начальных и конечных параметров пара в установке.

Если

$$\frac{N_1^o}{N} = n_1^o; \quad \frac{N_2^o}{N} = n_2^o$$

суть удельные мощности первого и второго отборов, то термический к. п. д. регенеративного цикла примет вид:

для двух отборов

$$\eta_{tp} = \frac{\eta_{tk}}{1 - (1 - \eta_{tk})(n_1^o + n_2^o)}$$

и для любого числа i отборов

$$\eta_{tp} = \frac{\eta_{tk}}{1 - (1 - \eta_{tk}) \sum_1^i n^o}. \quad (14-41)$$

Из рассмотрения формулы' (14-41) можно заключить, что:

1) термический к. п. д. регенеративного цикла всегда больше, чем таковой без регенерации, так как знаменатель в нем всегда меньше единицы;

2) чем больше $\sum_1^i n^o$, т. е. чем бóльшая мощность вырабатывается за счет отъемного пара, тем больше η_{tp} ; (неправильно при этом полагать, что значение стоящей здесь суммы определяется только числом i отборов).

3) если отборов нет, т. е. если $\sum_1^i n^o = 0$, то формула (14-41) дает термический к. п. д. цикла Ренкина.

С повышением начального давления пара расширяется предел возможного подогрева воды и вместе с тем увеличивается полезная работа на 1 кг отъемного пара; это делает регенеративный подогрев особенно выгодным при применении пара высокого давления.

Развитие регенерации, с другой стороны, часто ограничивается соображениями целесообразной работы котельной установки. Препятствием здесь может служить ухудшение к. п. д. котельной вследствие увеличения температуры отходящих газов при слабо развитой поверхности водяных экономайзеров, если подогрев воды уже совершен регенеративным путем. Это препятствие устраняется, если в установке требуется значительный подогрев воздуха, поступающего в топку. Тогда установкой воздушных подогревателей добиваются нужного понижения температуры уходящих газов, а подогрев питательной воды до высших температур осуществляется регенеративным путем.

¹ Вывод этой формулы здесь сделан автором с некоторыми уточнениями по сравнению с первым изданием (см. учебник автора того же названия — издание 1938 г.).

Очевидно, что пропорционально увеличению к. п. д. в установке падает и расход топлива в ней (см. пример 14-7).

Пример 14-6. Вычислить термический к. п. д. цикла с предельной регенерацией при таких параметрах водяного пара:

$$i_1 = 90 \text{ ама}; t_1 = 480^\circ\text{C}; p_2 = 0,04 \text{ ама}.$$

По формуле (14-34)

$$\eta_{\text{тнр}} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1}.$$

По заданным параметрам начального состояния находим в Zs -диаграмме: $Z_1 = 932 \text{ ккал/кг}$; проведя из начальной точки адиабату до пересечения с $p_2 = 0,04 \text{ ама}$, находим: $Z_2 = 476 \text{ ккал/кг}$. Подставляя в формулу (14-34), получаем:

$$\eta_{\text{тнр}} = \frac{932 - 476}{932} = 0,489.$$

Представляет интерес вычислить значения $1 + y_1$ и $1 + y_2$. Для этого находим по is -диаграмме и таблицам:

$$i_1 = 796 \text{ ккал/кг}; i'_1 = 323,6 \text{ ккал/кг};$$

$$i_2 = 474 \text{ ккал/кг}; i'_2 = 28,6 \text{ ккал/кг}.$$

Пользуясь формулой (г) из § 14-6, находим:

$$1 + y_1 = \frac{Q_1}{i_1 - i'_1} = \frac{Z_1}{i_1 - i'_1},$$

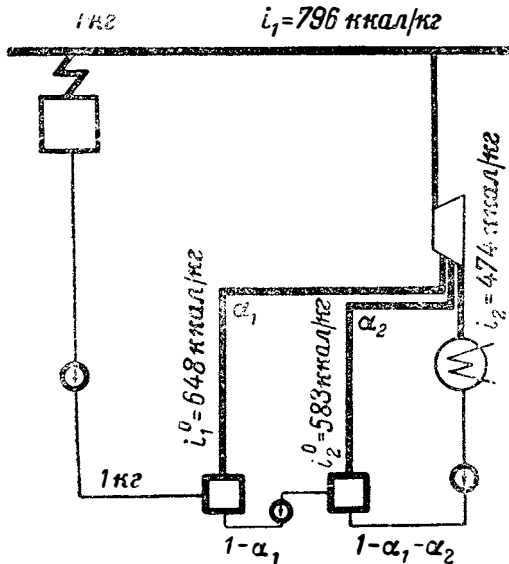
$$1 + y_1 = \frac{932}{796 - 323,6} = 1,99.$$

Таким же образом находим:

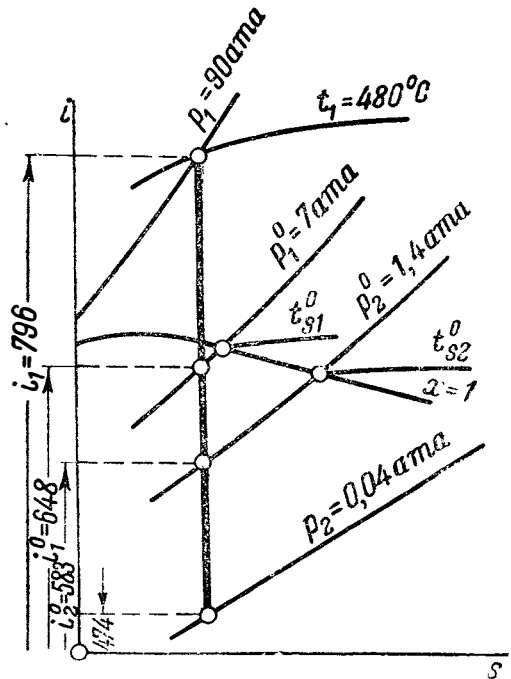
$$1 + y_2 = \frac{476}{474 - 28,6} = 1,03.$$

Пример 14-7. Турбогенератор мощностью $N = 50\,000 \text{ квт}$ работает по регенеративному циклу, имея два отбора, из которых у первого $p_0^1 = 7,0 \text{ ама}$, а у второго $p_0^2 = 1,4 \text{ ама}$ (фиг. 14-45). Рабочее тело — водяной пар. Определить расход топлива в час при полной нагрузке, термический к. п. д. и сравнить его с циклом Ренкина и циклом с предельной регенерацией. Данные для параметров пара:

$$v_1 = 90,0 \text{ ама}; t_1 = 480^\circ\text{C}; p_2 = 0,04 \text{ ама}.$$



Фиг. 14-45.



Фиг. 14-46.

По is -диаграмме и таблицам находим (фиг. (14-46): $i_1 = 796 \text{ ккал/кг}$; $i_1^0 = 648 \text{ ккал/кг}$; $i_2^0 = 583 \text{ ккал/кг}$;

$$i_2 = 474 \text{ ккал/кг};$$

$$i_1^0 = 165,6 \text{ ккал/кг}; i_2^0 = 108,8 \text{ ккал/кг};$$

$$i'_2 = 28,6 \text{ ккал/кг}.$$

Вычисляем расход пара на подогрев. По формуле (14-36) находим для первого подогревателя:

$$\alpha_1 = \frac{i_1^0 - i_2^0}{i_1^0 - i_2^0} = \frac{165,6 - 108,8}{648 - 108,8} = 0,1055 \text{ кг/кг}.$$

По формуле (14-37) для второго подогревателя:

$$\alpha_2 = \frac{(1 - \alpha_1)(i_2^0 - i'_2)}{i_2^0 - i'_2} = \frac{(1 - 0,1055)(108,8 - 28,6)}{583 - 28,6} = 0,1295.$$

Полезная работа пара на 1 кг по формуле (14-38):

$$A_{w_{0p}} = (i_1 - i_2) - \alpha_1 (i_1^0 - i_2) - \alpha_2 (i_2^0 - i_2);$$

$$A_{w_{0p}} = (796 - 474) - 0,1055 (648 - 474) - 0,1295 (583 - 474) = 289,6 \text{ ккал/кг}.$$

Отсюда удельный расход пара составляет:

$$d_{0p} = \frac{860}{289,6} = 2,97 \text{ кг/кВтч}$$

и расход пара в час на установку:

$$D_0 = 50\,000 \cdot 2,97 = 148\,500 \text{ кг/час}.$$

В том числе приходится на первый отбор:

$$D_1^0 = D_0 \alpha_1 = 148\,500 \cdot 0,1055 = 15\,600 \text{ кг/час};$$

на второй отбор

$$D_2^0 = D_0 \alpha_2 = 148\,500 \cdot 0,1295 = 19\,200 \text{ кг/час}$$

и поступает в конденсатор:

$$D_{\kappa} = D_0 (1 - \alpha_1 - \alpha_2) = 148\,500 \cdot 0,765 = 113\,700 \text{ кг/час}.$$

Мощность, вырабатываемая двигателем, за счет пара, поступающего в первый отбор:

$$N_1^0 = \frac{D_1^0 (i_1 - i_1^{o'})}{860} = \frac{15\,600 (796 - 648)}{860} = 2\,700 \text{ квт}.$$

То же для пара, поступающего во второй отбор:

$$N_2^0 = \frac{D_2^0 (i_1 - i_2^0)}{860} = \frac{19\,200 (796 - 583)}{860} = 4\,750 \text{ квт}.$$

То же для пара, поступающего в конденсатор:

$$N_{\kappa} = \frac{D_{\kappa} (i_1 - i_2)}{860} = \frac{113\,700 (796 - 474)}{860} = 42\,550 \text{ квт}.$$

Полная мощность двигателя:

$$N = N_1^0 + N_2^0 + N_{\kappa} = 2\,700 + 4\,750 + 42\,550 = 50\,000 \text{ квт}.$$

Термический к. п. д. цикла Ренкина:

$$\eta_{tk} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'} = \frac{796 - 474}{796 - 28,6} = 0,42.$$

Термический к. п. д. регенеративного цикла

$$\eta_{tp} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{A w_{0p}}{i_1 - i_1^{o'}} = \frac{289,6}{796 - 165,6} = 0,46,$$

иначе:

$$\begin{aligned} \eta_{tp} &= \frac{\eta_{tk}}{1 - \frac{N_1^0 - N_2^0}{N} (1 - \eta_{tk})} = \\ &= \frac{0,42}{1 - \frac{2\,700 + 4\,750}{50\,000} (1 - 0,42)} = 0,46. \end{aligned}$$

Степень регенерации

$$\xi = \frac{\eta_{tp}}{\eta_{tk}} = \frac{0,46 \cdot 100}{0,489} = 95,0\%$$

(значение знаменателя взято из предыдущей задачи).

Улучшение термического к. п. д. по сравнению с циклом Ренкина

$$\frac{(0,46 - 0,42)}{0,42} = 9,55\%.$$

Расход топлива в час

$$B = \frac{N d_{0p} (i_1 - i_1^{o'})}{Q_{\kappa}^p \eta_{\kappa y}} = \frac{50\,000 \cdot 2,97 (796 - 165,6)}{7\,000 \cdot 0,85}$$

$$B = 15\,800 \text{ кг/час}.$$

Здесь $Q_{\kappa}^p = 7\,000 \text{ ккал/кг}$; $\eta_{\kappa y} = 0,85$.

Расход пара на 1 кв.мч без регенеративного подогрева

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2} = \frac{860}{796 - 474} = 2,67 \text{ кг/кв.мч}.$$

Расход топлива

$$B = \frac{N d_0 (i_1 - i_2')}{Q_{\kappa}^p \eta_{\kappa y}} = \frac{50\,000 \cdot 2,67 (796 - 28,6)}{7\,000 \cdot 0,85} =$$

$$= 17\,200 \text{ кг/час}.$$

Экономия от применения регенерации

$$\frac{(17\,200 - 15\,800) 100}{17\,200} = 8,15\%.$$

Пример 14-8. Найти выражение для термического к. п. д. регенеративного цикла, рассматривая этот цикл состоящим из циклов Ренкина с соответствующим количеством рабочего тела в каждом из них.

Введем следующие обозначения к фиг. 14-41:

- пл. *OB*CDMNO — *a*,
- пл. *KON*MIK — *b*,
- пл. *AK*IEA — *c*,
- пл. *ON*MFPO — *d*,
- пл. *KI*FLK — *e*,
- пл. *AE*FGA — *f*.

В этом случае работа w_{0p} 1 кг пара в регенеративном цикле по формуле (14-38') может быть представлена так:

$$w_{0p} = a + b(1 - \alpha_1) + c(1 - \alpha_1 - \alpha_2), \quad (a)$$

Здесь на основании формул (14-36) и (14-37)

$$\alpha_1 = \frac{i_1^{o'} - i_2^{o'}}{i_1^o - i_2^{o'}} = \frac{b + e - d}{b + e} = 1 - \frac{d}{b + e};$$

$$\begin{aligned} \alpha_2 &= \frac{(1 - \alpha_1)(i_2^{o'} - i_2')}{i_2^o - i_2'} = \frac{(1 - \alpha_1)(c + f - e)}{c + f} = \\ &= \frac{d}{b + e} \cdot \frac{c + f - e}{c + f}. \end{aligned}$$

Подставляя значения α_1 и α_2 в уравнение (а), получаем:

$$w_{0p} = a + b(1 - \alpha_1) + c(1 - \alpha_1) - c\alpha_2;$$

$$w_{0p} = a + (1 - \alpha_1)(b + c) - c(1 - \alpha_1) \frac{c + f - e}{c + f};$$

$$w_{0p} = a + (b + c) \frac{d}{b + e} - c \frac{d}{b + e} \cdot \frac{c + f - e}{c + f};$$

$$w_{0p} = a + \frac{d}{b + e} \left(b + \frac{ce}{c + f} \right);$$

$$w_{0p} = a + \frac{db}{b + e} + \frac{dce}{(c + f)(b + e)}$$

Разделив обе части уравнения на количество подводимого тепла ($a + d$), получим термический к. п. д. регенеративного цикла:

$$\eta_{tp} = \frac{a}{a + d} + \frac{d}{a + d} \cdot \frac{b}{b + e} + \frac{d}{a + d} \cdot \frac{e}{b + e} \cdot \frac{c}{c + f} \quad (b)$$

Нетрудно видеть, что отношение $\frac{a}{a + d}$ представляет собой термический к. п. д. η_{t1} цикла Ренкина *OBСDMNO*, отношение $\frac{b}{b + e}$ — термический к. п. д. η_{t2} цикла Ренкина *KONMIK* и отношение $\frac{c}{c + f}$ — термический к. п. д. η_{t3} цикла Ренкина *AKIEA*. Вместе с тем можно показать, что

$$\frac{d}{a + d} = 1 - \eta_{t1}; \quad \frac{e}{b + e} = 1 - \eta_{t2}.$$

Отсюда термический к. п. д. регенеративного цикла уравнения (b) можно выразить так:

$$\eta_{tp} = \eta_{t1} + (1 - \eta_{t1}) \eta_{t2} + (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2}) \eta_{t3},$$

или

$$\eta_{tp} = 1 - (1 - \eta_{t1}) + (1 - \eta_{t1}) \eta_{t2} + (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2}) \eta_{t3},$$

и в окончательном виде:

$$\eta_{tp} = 1 - (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2})(1 - \eta_{t3}).$$

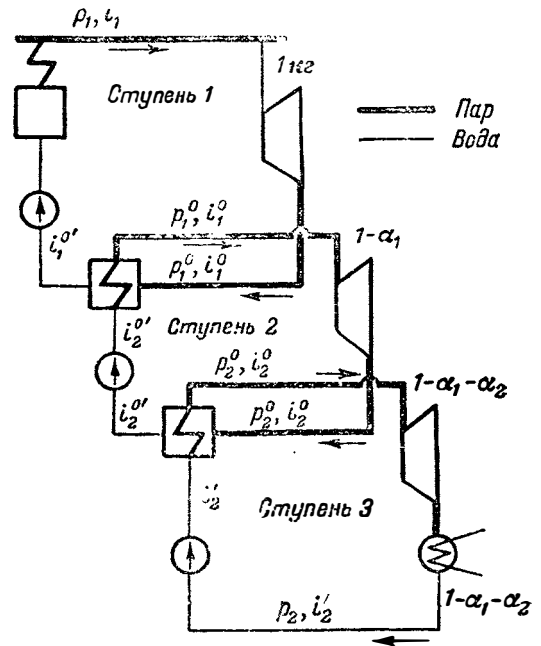
При числе отборов i термический к. п. д. регенеративного цикла, очевидно, можем представить так:

$$\eta_{tp} = 1 - (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2})(1 - \eta_{t3}) \dots (1 - \eta_{ti + 1}).$$

Пример 14-9. Показать, что установка, представленная на фиг. 14-46а, соответствует установке, работающей по регенеративному циклу с двумя отборами по фиг. 14-41.

Как видно, рассматриваемая установка состоит из трех последовательных ступеней с турбиной в каждой из них; пусть расширение пара в первой турбине происходит от p_1 до p_1^0 , во второй — от p_1^0 до p_2^0 и в третьей от p_2^0 до p_2 . Конденсатор первой турбины является котлом для второй, конденсатор второй турбины является котлом для третьей турбины. Количество рабочего тела в каждой из ступеней неодинаково. Количество тепла, отдаваемое паром, выходящим из каждой турбины, воспринимается рабочим телом, поступающим в следующую турбину.

Обозначим термический к. п. д. верхней ступени η_{t1} , средней ступени η_{t2} и последней ступени η_{t3} . По



Фиг. 14-46а.

определению термический к. п. д. η_t всей установки можем представить так:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (a)$$

Здесь q_1 — тепло, подводимое к рабочему телу в верхнем источнике (котел первой ступени); q_2 — количество тепла, поступившее в последний конденсатор, т. е. не могущее быть использованным для превращения в механическую энергию.

Количество тепла, переданное рабочему телу второй ступени от рабочего тела первой ступени, очевидно, составит:

$$q_{1-2} = q_1 - A w_{01} = q_1 - q_1 \eta_{t1} = q_1 (1 - \eta_{t1}).$$

Здесь $A w_{01} = q_1 \eta_{t1}$ — полезное тепло в первой ступени.

Количество тепла, переданное рабочим телом второй ступени рабочему телу третьей ступени, на том же основании составит:

$$q_{2-3} = q_1 (1 - \eta_{t1}) - A w_{02} = q_1 (1 - \eta_{t1}) - q_1 (1 - \eta_{t1}) \eta_{t2};$$

$$q_{2-3} = q_1 (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2}).$$

Здесь $A w_{02}$ — полезное тепло второй ступени.

Количество тепла, переданное рабочим телом третьей ступени охлаждающей воде в третьем конденсаторе и не используемое для преобразования в механическую энергию, составляет по предыдущему:

$$q_2 = q_1 (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2}) - q_1 (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2}) \eta_{t3}.$$

$$q_2 = q_1 (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2})(1 - \eta_{t3}).$$

Отсюда η_t всей установки на основании (а) составляет:

$$\eta_t = 1 - (1 - \eta_{t1})(1 - \eta_{t2})(1 - \eta_{t3}). \quad (b)$$

Остается показать, что количества рабочих тел, участвующих в каждой из ступеней, соответствуют тем количествам, которые работают в отдельных ступенях между отборами в регенеративном цикле.

Баланс тепла конденсатора первой ступени (котла второй ступени) можно представить так:

$$(i_1 - i_1^{o'}) = \beta (i_1^o - i_2^{o'}).$$

Здесь принимаем, что теплосодержания пара, вышедшего из первой турбины и поступающего во вторую турбину, равны между собой; β — количество рабочего тела во второй ступени на 1 кг рабочего тела первой ступени. Находим:

$$\beta = \frac{i_1^o - i_1^{o'}}{i_1^o - i_2^{o'}} = \frac{i_1^o - i_2^{o'} + i_2^{o'} - i_1^{o'}}{i_1^o - i_2^{o'}} = 1 - \alpha_1.$$

Аналогичным образом можно показать, что количество рабочего тела в третьей ступени составляет $1 - \alpha_1 - \alpha_2$ кг на 1 кг первой ступени.

Таким образом, мы видим, что количества рабочего тела, циркулирующего в установке с тремя турбинами, их теплосодержания и термический к. п. д. установки соответствуют регенеративному циклу с двумя отборами, что и доказывает соответствие этих установок друг другу.

Пример 14-10. Показать, что выражение

$$\frac{\eta_{tk}}{1 - (1 - \eta_{tk}) \sum_1^n \alpha_k^o} = 1 - (1 - \eta_{tk1})(1 - \eta_{tk2}) \dots (1 - \eta_{tkn+1})$$

представляет собой тождество.

В левой части выражения стоит термический к. п. д. регенеративного цикла, выведенный в § 14-6; в правой — тот же к. п. д., выведенный в примере 14-8.

Рассмотрим написанное выражение в применении к двум отборам. В этом случае, принимая во внимание обозначения примера 14-8, левая часть может быть записана так:

$$\eta_{tp} = \frac{\eta_{tk}}{1 - (1 - \eta_{tk}) \frac{a\alpha_1 + (a+b)\alpha_2}{(a+d)\eta_{tp}}}$$

Разделив обе части равенства на η_{tp} , получаем после некоторых преобразований:

$$\eta_{tp} = (1 - \eta_{tk}) \left[\frac{a\alpha_1 + (a+b)\alpha_2}{a+d} \right] + \eta_{tk}.$$

В принятых обозначениях это дает:

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{f}{a+b+c+f} \left[\frac{d+a(1-\alpha_1)-\alpha_2(a+b)}{a+d} \right].$$

Подставляя значения α_1 и α_2 из примера 14-8, после ряда преобразований получаем:

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{d}{a+d} \cdot \frac{e}{b+e} \cdot \frac{f}{c+f}.$$

Полученное можно представить так:

$$\eta_{tp} = 1 - (1 - \eta_{tk1})(1 - \eta_{tk2})(1 - \eta_{tk3}),$$

т. е. мы тем самым пришли к выражению, стоящему в правой части тождества.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 14-10. Паровая машина работает насыщенным паром при $p_1=100$ ата и $p_2=1$ ата. Найти термический к. п. д. цикла при предельной регенерации.

Задача 14-11. Паросиловая установка работает турбиной при параметрах пара перед турбиной $p_1 =$

$=120$ ата; $t_1=480^\circ\text{C}$ и $p_1=2$ ата. Найти термический к. п. д. цикла с предельной регенерацией и цикла с двумя отборами $p_1^o=8$ ата, и $p_2^o=3$ ата.

Задача 14-12. Турбогенератор мощностью в 50 000 квт работает по циклу Ренкина с регенеративным подогревом воды, имея три отбора, из которых первый $p_1^o=10$ ата; $p_2^o=5$ ата; $p_3^o=1,0$ ата.

Определить расход топлива в 1 час при полной нагрузке, термический к. п. д. и процент экономии в сравнении с циклом Ренкина; для турбогенератора: $p_1=50$ ата; $t_1=400^\circ\text{C}$; $p_2=0,04$ ата.

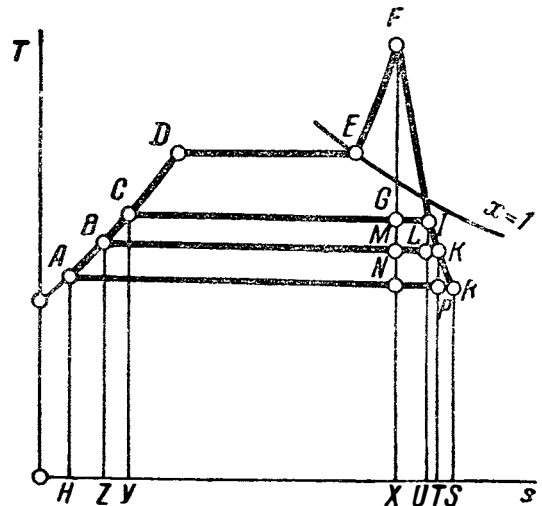
14-7. Внутренний к. п. д. регенеративного цикла с конечным числом отборов

Покажем, как изобразится в диаграмме регенеративный цикл, если принять во внимание внутренние потери. Обычно, как уже было показано, они учитываются внутренним относительным коэффициентом. Для турбины с отбором в этом случае задаются коэффициенты отдельных ее частей.

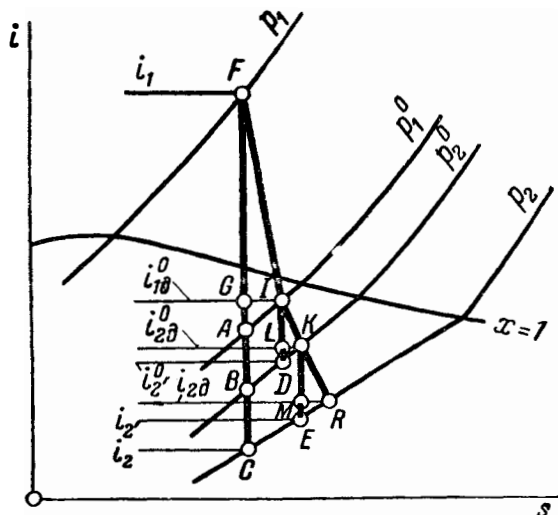
Пусть, например, для случая двух отборов η'_{oi} будет внутренним относительным коэффициентом для части турбины между началом и первым отбором; η''_{oi} — для части между первым и вторым отборами и η'''_{oi} — между вторым отбором и конденсатором. Рассматриваемый цикл тогда представится в Ts -диаграмме так, как это показано на фиг. 14-47, где точка I есть действительное состояние пара, поступающего в первый отбор; K — то же для пара, поступающего во второй отбор, и R — то же для пара, поступающего в конденсатор. Аналогично в is -диаграмме процесс расширения представится так, как показано на фиг. 14-48, где буквы F , I , K и R имеют тот же смысл, что и на диаграмме Ts .

Из рассмотрения is -диаграммы устанавливаем, что

$$\begin{aligned} \eta'_{oi} &= \frac{FG}{FA}; \\ \eta''_{oi} &= \frac{IL}{ID}; \\ \eta'''_{oi} &= \frac{KM}{KE}; \end{aligned}$$



Фиг. 14-47.



Фиг. 14-48.

где FG, IL, KM —отрезки, измеряющие действительную работу пара в отдельных частях турбины, а FA, ID, KE —отрезки, измеряющие работу пара в тех же частях в случае идеального процесса.

Точки I, K, R , характеризующие действительное состояние пара при протекании его через двигатель, определяются так, как это было указано в § 14-5.

Если к принятым уже в предыдущем параграфе обозначениям добавить i_{2o}' —конечное теплосодержание пара при обратимом адиабатическом его расширении между точкой, характеризующей действительное состояние в первом отборе, и изобарой второго отбора; i_{2o}'' —конечное теплосодержание пара при обратимом адиабатическом его расширении между точкой, характеризующей действительное состояние пара во втором отборе, и давлением, существующим в конденсаторе, то точки I, K, R в is -диаграмме найдутся, как точки пересечения соответствующих изобар и линий одинакового теплосодержания следующих значений:

$$i_{1o}^o = i_1 - (i_1 - i_1^o) \eta_{oi}' = i_1 - h_0' \eta_{oi}';$$

$$i_{2o}^o = i_{2o}' - (i_{2o}' - i_{2o}^o) \eta_{oi}'' = i_{2o}' - h_0'' \eta_{oi}'';$$

$$i_{2o}^o = i_{2o}'' - (i_{2o}'' - i_{2o}^o) \eta_{oi}''' = i_{2o}'' - h_0''' \eta_{oi}'''.$$

Здесь $i_{1o}^o, i_{2o}^o, i_{2o}^o$ —соответственно действительные состояния пара в первом отборе, во втором отборе и при входе в конденсатор.

В Ts -диаграмме (14-47) точки I, K, R найдутся пересечением с соответствующими изобарами линий постоянного теплосодержания; при отсутствии таковых можно воспользоваться изотермами для области перегретого пара или линиями одинаковой сухости для области влажного пара, после того как их значения найдены в is -диаграмме.

Таким образом в Ts - и is -диаграммах получим, что линия FI есть условное изображение процесса изменения состояния пара до первого отбора, линия IK —то же между первым и вторым отбором и линия KR —между вторым отбором и конденсатором. При этом в первой части работает 1 кг пара, во второй $(1-\alpha_1) \text{ кг}$ пара и в третьей $(1-\alpha_1-\alpha_2) \text{ кг}$ пара.

Соответственно смыслу Ts -диаграммы площадь $CDEFXYC$ измеряет количество тепла, взятое из верхнего источника на 1 кг пара, поступившего в двигатель, а площадь $ARSHA (1-\alpha_1-\alpha_2)$ —количество тепла, поступившее в нижний источник на тот же 1 кг пара.

В полезную работу перейдет, очевидно, количество тепла, измеряемое разностью этих площадей.

Регенерированное в обоих отборах тепло идет на подогрев питательной воды, причем в первом отборе от точки B до точки C , во втором от A до B . Баланс подогревателей, если тепло измерять площадями, выразится так:

для первого подогревателя

$$\text{пл. } CIUYC \cdot \alpha_1 = \text{пл. } ZBCYZ(1-\alpha_1);$$

для второго подогревателя

$$\text{пл. } BKTZB \cdot \alpha_2 = \text{пл. } ABZHA(1-\alpha_1-\alpha_2).$$

Если заменить площади разностями теплосодержаний, получим уравнения для определения α_1 и α_2 :

$$(i_{1o}^o - i_1^o) \alpha_1 = (i_1^o - i_2^o)(1-\alpha_1);$$

$$(i_{2o}^o - i_2^o) \alpha_2 = (i_2^o - i_2^o)(1-\alpha_1-\alpha_2),$$

откуда после ряда преобразований можно получить:

$$\alpha_1 = \frac{i_1^o - i_2^o}{i_{1o}^o - i_{2o}^o};$$

$$\alpha_2 = \frac{(i_2^o - i_2^o)(1-\alpha_1)}{i_{2o}^o - i_2^o}.$$

Внутренняя работа 1 кг пара выразится в Ts -диаграмме:

$$w_{ip} = (\text{пл. } CDEFGC - \text{пл. } GIUXG) + (\text{пл. } BCILB - \text{пл. } LKTUL)(1-\alpha_1) + (\text{пл. } AZKPA - \text{пл. } PRSTP) \times (1-\alpha_1-\alpha_2) \quad (a)$$

или то же в is -диаграмме:

$$Aw_{ip} = (i_1 - i_{1o}^o) + (i_{1o}^o - i_{2o}^o)(1-\alpha_1) + (i_{2o}^o - i_2^o)(1-\alpha_1-\alpha_2). \quad (b)$$

В уравнениях (a) и (b) первый член—это работа 1 кг пара до первого отбора, второй—работа оставшегося количества между первым и вторым отбором и третий—работа оставшегося количества после второго отбора при расширении до давления в конденсаторе.

Очевидно, что расход пара на 1 квтч , выработанный паром внутри двигателя при регенерации, составит

$$d_{ip} = \frac{860}{(i_1 - i_{1o}^o) + (i_{1o}^o - i_{2o}^o)(1-\alpha_1) + (i_{2o}^o - i_2^o)(1-\alpha_1-\alpha_2)} \quad (14-42)$$

Определим внутренний к. п. д. турбины при работе ее с регенерацией.

Пусть работа, совершаемая паром внутри турбины за 1 час, иначе говоря, внутренняя мощность его, составляет N_p , а расход пара \dot{D} . [Если задана электри-

ческая мощность генератора N_g , к. п. д. его $\eta_{г2}$ и механический к. п. д. $\eta_{м}$, то

$$N_i = \frac{N_g}{\eta_{г2} \eta_{м}},$$

а расход пара определится по формуле

$$D = N_g \frac{d_{ip}}{\eta_{г2} \eta_{м}} \Bigg].$$

Аналогично тому, как это было сделано при выводе η_{ip} , находим внутреннюю мощность, получаемую за счет пара, поступающего в первый отбор.

Она составит:

$$860 N_{i1}^0 = D \alpha_1 (i_1 - i_{1d}^0).$$

То же для второго отбора:

$$860 N_{i2}^0 = D \alpha_2 (i_1 - i_{2d}^0).$$

То же для пара, поступающего в конденсатор:

$$N_i - N_{i1}^0 - N_{i2}^0.$$

Расход тепла на поток пара, поступающий в конденсатор при отсутствии регенерации, составил бы:

$$\frac{N_i - N_{i1} - N_{i2}}{\eta_{ik}} \cdot 860, \quad (a)$$

где η_{ik} — внутренний к. п. д., который мы ранее обозначили η_i . Расход тепла в верхнем источнике на поток пара, поступающего после турбины во второй подогреватель, при отсутствии регенерации составил бы:

$$D \alpha_2 (i_1 - i_2^0).$$

То же на поток пара, поступающего после турбины в первый отбор:

$$D \alpha_1 (i_1 - i_1^0).$$

В каждом из последующих двух выражений можно заменить, убедившись в правильности открытием скобок и приведением подобных членов:

$$D \alpha_2 (i_1 - i_2^0) = D \alpha_2 (i_1 - i_{2d}^0) + D \alpha_2 (i_{2d}^0 - i_2^0) = 860 N_{i2}^0 + D \alpha_2 (i_{2d}^0 - i_2^0); \quad (b)$$

$$D \alpha_1 (i_1 - i_1^0) = D \alpha_1 (i_1 - i_{1d}^0) + D \alpha_1 (i_{1d}^0 - i_1^0) = 860 N_{i1}^0 + D \alpha_1 (i_{1d}^0 - i_1^0). \quad (c)$$

При наличии регенерации в верхнем источнике будет, однако, израсходовано тепла меньше, так как часть тепла сообщается в подогреватели; оно составляет:

$$D \alpha_1 (i_{1d}^0 - i_1^0) + D \alpha_2 (i_{2d}^0 - i_2^0). \quad (d)$$

Суммируя (a), (b), (c) и вычитая (d), получаем полный расход тепла на производство внутренней мощности N_i в верхнем источнике при наличии регенерации:

$$Q_1 = \left[\frac{N_i - N_{i1} - N_{i2}}{\eta_{ik}} + N_{i1} + N_{i2} \right] 860,$$

откуда внутренний к. п. д. составляет:

$$\eta_{ip} = \frac{N_i}{N_i - N_{i1}^0 - N_{i2}^0 + N_{i1}^0 + N_{i2}^0} \cdot \eta_{ik}.$$

После ряда простых преобразований получаем:

$$\eta_{ip} = \frac{\eta_{ik}}{1 - (1 - \eta_{ik})(n_{i1}^0 + n_{i2}^0)},$$

где

$$n_{i1}^0 = \frac{N_{i1}^0}{N_i};$$

$$n_{i2}^0 = \frac{N_{i2}^0}{N_i}$$

— удельные мощности, получаемые в каждом из отборов.

Для нескольких отборов формула получит вид:

$$\eta_{ip} = \frac{\eta_{ik}}{1 - (1 - \eta_{ik}) \sum_1^i n_i^0}, \quad (14-43)$$

Из формулы (14-43) можно заключить, что всегда

$$\eta_{ip} > \eta_{ik},$$

причем η_{ip} увеличивается с ростом $\sum_1^i n_i^0$, т. е. с увеличением мощности, вырабатываемой за счет пара, поступающего в отборы.

В § 14-4 были даны перечень к. п. д. паросиловой установки и зависимости между ними. Там имелся в виду цикл Ренкина. Если рассматривается регенеративный цикл, то выведенная там зависимость (14-20) может быть к нему отнесена, если в ней вместо $\eta_i \cdot \eta_{oi} = \eta_i$ принять

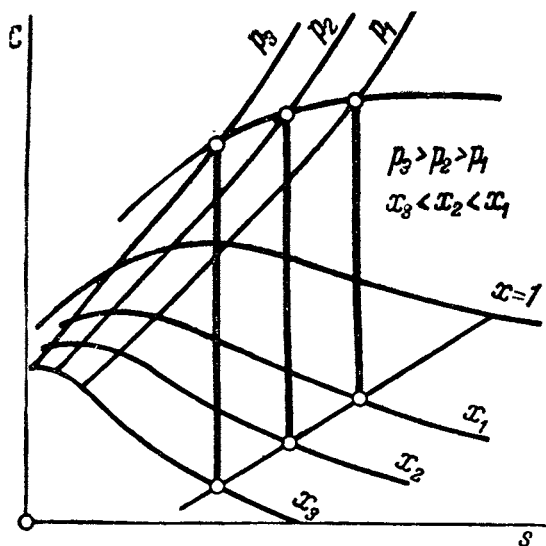
$$\eta_{ip} \cdot \eta_{oi} = \eta_{ip}.$$

14-8. ЦИКЛ С ВТОРИЧНЫМ ПЕРЕГРЕВОМ ПАРА

Как показывают подсчеты (см. § 14-2), термический к. п. д. цикла Ренкина увеличивается при увеличении начального давления (за исключением области очень высоких давлений при низких начальных температурах).

Однако, увеличение начального давления при постоянной температуре влечет за собой сильное увеличение влажности пара. Если обратиться к is -диаграмме, то в ней можно усмотреть, что для идеального процесса при одной и той же начальной температуре, при одном и том же конечном давлении увеличение начального давления приводит к уменьшению степени сухости в конце расширения (фиг. 14-49). То же происходит и в действительном процессе. Увеличение влажности пара неблагоприятно отзывается на экономичности процесса превращения тепловой энергии в механическую (уменьшается внутренний относительный к. п. д.); кроме того, присутствие влаги может оказаться опасным для целостности лопаток турбин.

Для принятых в настоящее время стандартных параметров пара у турбины $p_1 = 90 \text{ атм}$ и $t_1 = 480 \div 500^\circ \text{C}$ в конце расши-



Фиг. 14-49.

рения получается приемлемая степень сухости. Однако, дальнейшее повышение давления при этой температуре дает уже влажность, недопустимую по условиям эксплуатации.

При заданных начальных параметрах избежать недопустимой влажности в конце расширения пара в турбине можно было бы так: повести в турбине сначала расширение пара по изотерме DF (фиг. 14-50), а затем по адиабате FG . (Положение точки F определяется заданной степенью сухости в конце расширения.) Это привело бы к желаемой цели в отношении степени сухости и дало бы значительную термическую выгоду. Действительный цикл $DFGED$ есть цикл Карно, осуществляемый при максимальной температуре цикла T_1 . Для сравнения по экономичности дополнительного цикла с основным $ABCDEA$ можно найти максимальную температуру T_1 цикла Карно, равноэкономичного с основным циклом Ренкина $ABCDEA$. Ее можно вычислить из уравнения

$$\eta_{тР} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

откуда

$$T_1 = \frac{T_2}{1 - \eta_{тР}},$$

где $\eta_{тР}$ — термический к. п. д. цикла Ренкина $ABCDEA$, вычисляемый по формуле (14-11).

Совершенно очевидно, что $T_1 < T_1'$; следовательно, термический к. п. д. дополнительного цикла выше, чем основного, и такое до-

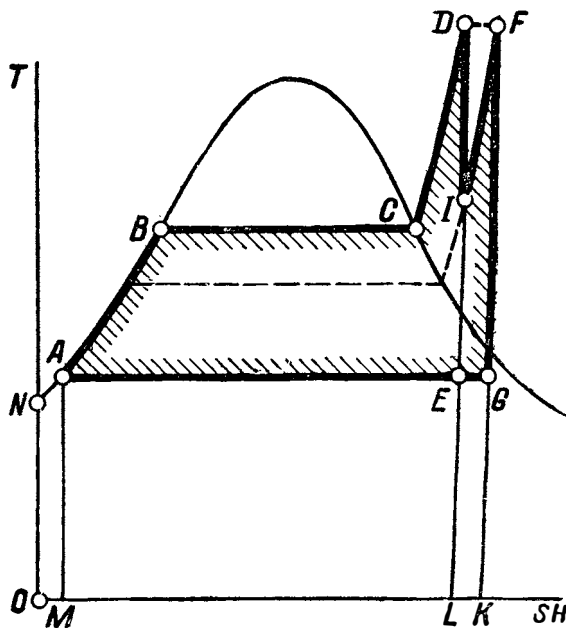
бавление привело бы к тому, что термический к. п. д. цикла $ABCDEA$ повысился и тем более, чем больше площадь $DFGED$ в сравнении с площадью $ABCDEA$.

Однако, повести расширение по линии DF конструктивно затруднительно, и поэтому для понижения влажности пара в конце расширения поступают иначе.

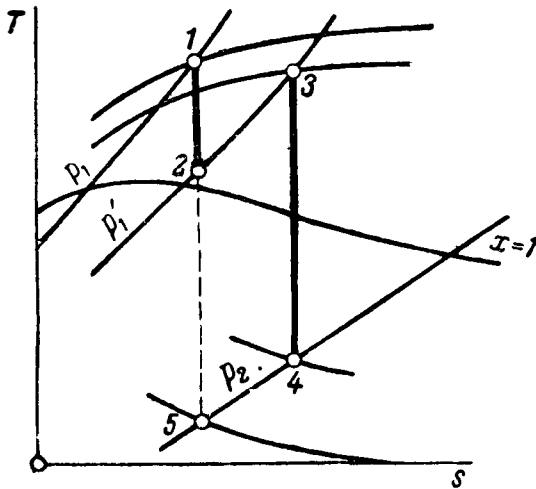
Полученный обычный для цикла Ренкина путем водяной пар после перегрева в котле поступает в двигатель, который в этом случае состоит из двух цилиндров. После расширения до некоторого промежуточного давления в первом цилиндре (линия DI в Ts -диаграмме) пар направляют для вторичного перегрева (для повышения его температуры), который происходит при $p'_1 = \text{const}$, где p'_1 — давление пара при выходе из первого цилиндра.

Затем вновь перегретый пар поступает во второй цилиндр турбины, где происходит дальнейшее расширение до давления в конденсаторе — линия FG в Ts -диаграмме. Получающийся цикл (фиг. 14-50) $ABCDFGA$ называется циклом с вторичным (промежуточным) перегревом пара. В is -диаграмме он представлен на фиг. 14-51, где 1-2 — расширение в цилиндре высокого давления; 2-3 — процесс во вторичном перегревателе и 3-4 — расширение в цилиндре низкого давления.

Вторичный перегрев создает ряд трудностей в установке, и вопрос о целесообразной



Фиг. 14-50.



Фиг. 14-51.

форме осуществления его еще не получил окончательного разрешения.

Вторичный перегрев может привести к увеличению к. п. д., если он осуществлен правильно. Как показано на фиг. 14-52, вторичный перегрев может быть произведен при различных давлениях. При этом получают циклы $ABCDNOPA$, $ABCDHLMPA$, $ABCDQSYXPA$. Каждый из них может быть разбит на составные части, как это делалось в § 5-6 при рассмотрении произвольного обратимого цикла. Очевидно, что если к. п. д. какого-либо из получившихся добавочных циклов $NOPFN$, $HLMPFH$, $QSYXPFQ$ будет меньше, чем к. п. д. цикла без вторичного перегрева $ABCDFA$, то в результате к. п. д. общего цикла уменьшится, и наоборот, если к. п. д. добавочного цикла выше к. п. д. цикла основного, то общий к. п. д. увеличится. Так, если в цикле с параметрами $p_1 = 140 \text{ ага}$, $t_1 = 480^\circ\text{C}$ и $p_2 = 0,04 \text{ ага}$ произвести промежуточный перегрев при давлении $p = 10 \text{ ага}$ до $t = 360^\circ\text{C}$, то общий к. п. д. уменьшится. Если в том же цикле вторичный перегрев произвести при $p = 40 \text{ ага}$ до $t = 450^\circ\text{C}$, то общий к. п. д. увеличится. Подсчеты показывают, что вторичный перегрев может дать, увеличение термического к. п. д. на 5–7% его величины.

В ts -диаграмме видно, как изменяется конечная степень сухости при введении вторичного перегрева, и в этом — наряду с термической выгодой — основная цель введения вторичного перегрева.

Следует указать еще, что увеличение температуры пара при вторичном перегреве ведет к увеличению внутреннего к. п. д., что уве-

личивает экономичность действительного процесса.

Термический к. п. д. цикла паросиловой установки с вторичным перегревом можно найти следующим образом (фиг. 14-51).

Пусть $i_1 - i_2 = h'_0$ — располагаемое теплопадение до давления вторичного перегрева;
 $i_3 - i_4 = h''_0$ — располагаемое теплопадение после вторичного перегрева;

$\Delta w_0 = \sum_1^n h'_0 = h'_0 + h''_0$ — общее располагаемое теплопадение, соответствующее суммарной полезной работе за весь цикл;

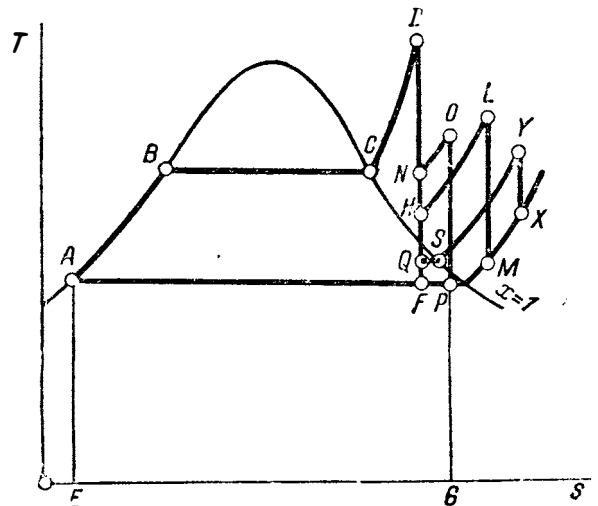
$i_1 - i_5 = h'_0$ — располагаемое теплопадение при отсутствии вторичного перегрева;

$i_1 - i'_4 = \Delta i$ — подведенное в котле тепло;

$i_3 - i_2 = \Delta' i$ — дополнительно подведенное при вторичном перегреве тепло;

$i_1 - i'_4 + \Delta' i = q_1$ — суммарно подведенное в цикле внешнее тепло;

$\sum_1^n h'_0 - h'_0 = \Delta w_0$ — добавочно совершенная благодаря вторичному перегреву работа.



Фиг. 14-52.

Тогда термический к. п. д. цикла с вторичным перегревом составит:

$$\eta_{th} = \frac{Ax_0}{q_1},$$

$$\eta_{th} = \frac{h_0^I + h_0^{II}}{\Delta i + \Delta' i}. \quad (14-44)$$

В ином представлении

$$\eta_{th} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2 \Delta s}{\Delta i + \Delta' i}; \quad (14-45)$$

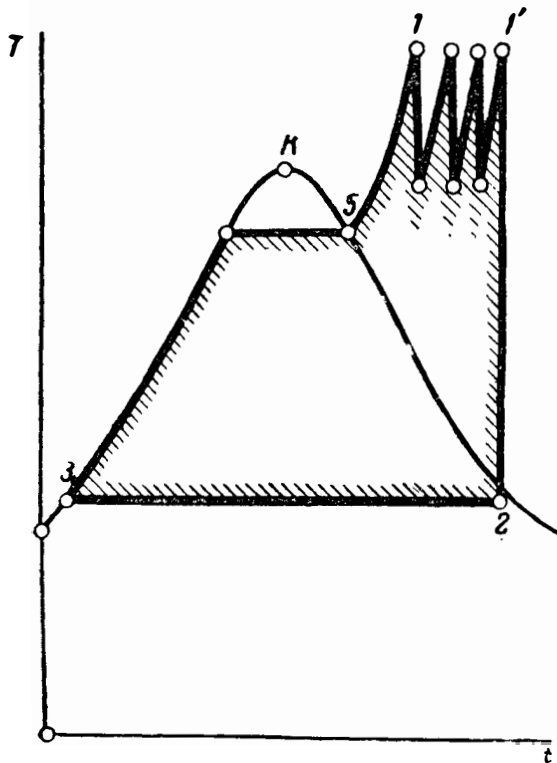
здесь Δs — изменение энтропии в цикле с вторичным перегревом (например, EG в цикле $ABCDNOPA$ на фиг. 14-52), а T_2 — абсолютная температура пара при выходе из двигателя. При пользовании формулой (14-45) надо иметь в виду, что она взята для случая, когда из двигателя выходит влажный насыщенный пар.

Термический к. п. д. при отсутствии вторичного перегрева был бы (фиг. 14-51):

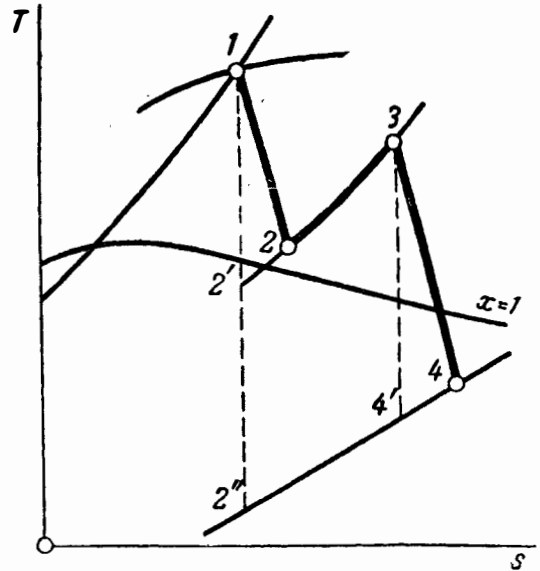
$$\eta_{th} = \frac{i_1 - i_3}{i_1 - i'_3}.$$

Термический к. п. д. добавочного цикла

$$\eta'_{th} = \frac{A \Delta w_1}{\Delta' i}. \quad (14-46)$$



Фиг. 14-53.



Фиг. 14-54.

При этом если $\eta'_{th} > \eta_{th}$, то и $\eta_{th} > \eta_{th}$, т. е. вторичный перегрев ведет к увеличению общего термического к. п. д. В противном случае вторичный перегрев может повести и к снижению экономичности идеального цикла.

Промежуточное давление, при котором следует произвести вторичный перегрев, чтобы термический к. п. д. основного цикла увеличился, находят специальным расчетом.

В начале этого параграфа было указано, что лучше всего было бы произвести в начале турбины расширение по изотерме (например, DF на фиг. 14-50). Но этого не делают вследствие конструктивных трудностей. Устройством многократного перегрева можно приблизиться к такому изотермическому расширению, как показано на фиг. 14-53.

Термическая выгода многократного перегрева очевидна, так как при бесконечном числе перегревателей цикл подходит к своему пределу—циклу с начальным изотермическим расширением.

При учете потерь внутри двигателя цикл с вторичным перегревом в $i-s$ -диаграмме изобразится так, как это показано на фиг. 14-54. Здесь 1 — начальное состояние пара после первого перегревателя, иначе — состояние пара, поступающего в цилиндр высокого давления. Точка 2 — действительное состояние пара, выходящего из цилиндра высокого давления; $2'$ — состояние пара по выходе из цилиндра высокого давления в идеальном про-

цессе. Точка 2 находится описанным в § 14-3 способом по известному η_{oi} для цилиндра высокого давления.

Точка 3 характеризует состояние пара после вторичного перегрева или перед поступлением в цилиндр низкого давления двигателя; точка 4 — по выходе из него в действительном процессе; точка 4' — конечное состояние в том же случае, но при идеальном процессе. Точка 4 находится по известному η_{oi} для цилиндра низкого давления.

Пример 14-11. Паросиловая установка проектируется для работы с параметрами пара:

$$p_1 = 300 \text{ атм}; t_1 = 550^\circ\text{C}; p_2 = 1 \text{ атм}.$$

При $p'_1 = 70 \text{ атм}$ вводится вторичный перегрев до температуры 540°C . Определить конечную влажность и улучшение термического к. п. д. от введения вторичного перегрева. В обоих цилиндрах считать $\eta_{oi} = 1$.

По is -диаграмме находим (фиг. 14-55):

$$i_1 = 784 \text{ ккал/кг}; i_2 = 692 \text{ ккал/кг}; i_3 = 837 \text{ ккал/кг};$$

$$i_4 = 599 \text{ ккал/кг}; i_5 = 521 \text{ ккал/кг};$$

$$i'_2 = 99,1 \text{ ккал/кг}; x_1 = 0,928; x_2 = 0,782.$$

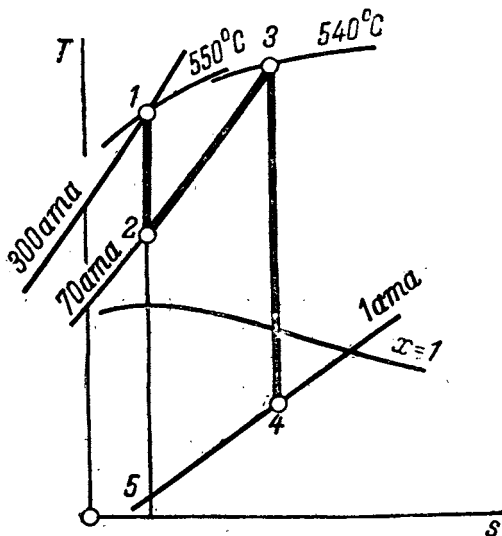
Работа цилиндра высокого давления, низкого давления и суммарная:

$$h'_0 = i_1 - i_2 = 784 - 692 = 92 \text{ ккал/кг}; h''_0 = i_3 - i_4 = 837 - 599 = 238 \text{ ккал/кг};$$

$$Aw_0 = \sum_1^2 h^k_0 = 92 + 238 = 330 \text{ ккал/кг}.$$

При отсутствии вторичного перегрева

$$Aw'_0 = 784 - 521 = 263 \text{ ккал/кг}.$$



Фиг. 14-55.

Термический к. п. д. при наличии вторичного перегрева

$$\eta_{tn} = \frac{\sum_1^2 h^k_0}{i_1 + (i_3 - i_2) - i'_2} = \frac{330}{784 + (837 - 692) - 99,1} = 0,398.$$

Термический к. п. д. без вторичного перегрева

$$\eta_{tk} = \frac{Aw'_0}{i_1 - i'_2} = \frac{263}{784 - 99,1} = 0,384.$$

Улучшение от введения вторичного перегрева

$$\frac{(0,398 - 0,384) 100}{0,384} = 3,65\%.$$

Термический к. п. д. дополнительного цикла

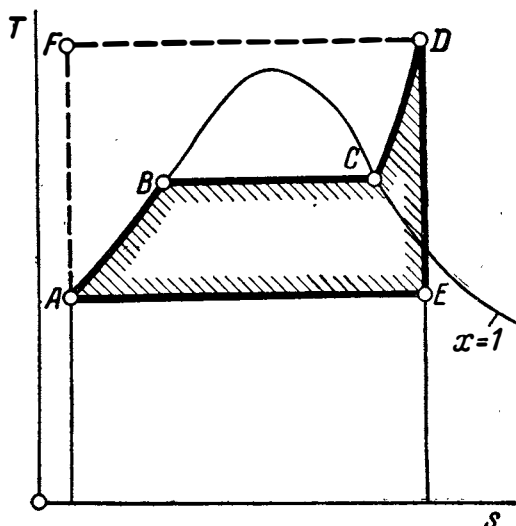
$$\eta_{tD} = \frac{A(w_0 - w'_0)}{i_3 - i_2} = \frac{330 - 263}{837 - 692} = 0,462.$$

14-9. БИНАРНЫЕ ЦИКЛЫ

В § 14-6 этой главы было установлено, что регенеративный подогрев питательной воды ведет к повышению термического к. п. д. установки. Рассмотрение такого цикла показало, что в идеальном случае можно для насыщенного пара термический к. п. д. повысить до к. п. д. цикла Карно. Однако, к. п. д. цикла Карно для стандартных давлений водяного пара невелик. В пределах $p_1 = 100 \text{ атм}$ и $p_2 = 0,04 \text{ атм}$ значение его составляет:

$$\eta_{tk} = \frac{T_1 - T}{T_1} = \frac{309,5 - 28,6}{682,5};$$

$$\eta_{tk} = 41,2\%.$$



Фиг. 14-56.

При дальнейшем повышении давления температура насыщения увеличивается медленно; так, для критического давления $p_{кр} = 225 \text{ ага}$ она составляет $t_{кр} = 374^\circ\text{С}$. Между тем металлы, применяемые в турбостроении, позволяют использовать температуры значительно более высокие, а именно $550\text{—}600^\circ\text{С}$.

Использование этого предела температур, как было уже сказано, достигается путем введения перегрева пара (фиг. 14-56)—линия CD . Цикл Карно $AFDEA$ при этом неприменим, так как подвод тепла должен идти при $p = \text{const}$ и сопровождается повышением температуры. Хотя при этом в цикле Ренкина и увеличивается к. п. д., однако если сравнить получающийся при этом к. п. д. с к. п. д. цикла Карно, взятым в пределах температур, полученных после перегрева, обнаруживается значительная разница. Термический к. п. д. для цикла Ренкина в пределах $p_1 = 100 \text{ ага}$; $t_1 = 500^\circ\text{С}$ и $p_2 = 0,04 \text{ ага}$ составит:

$$\eta_t = \frac{(806,2 - 474) 100}{806,2 - 28,6} = \frac{332,2 \cdot 100}{777,6} = 42,7\%$$

Для цикла Карно в тех же пределах температур

$$\eta_{тк} = \frac{(500 - 28,6) 100}{723} = \frac{471,4 \cdot 100}{723} = 65,2\%$$

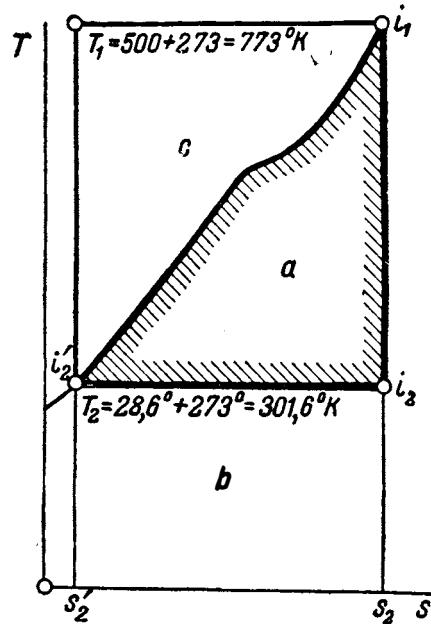
Сравнение показывает, что цикл Ренкина для перегретого пара значительно отстает в экономичности от цикла Карно, взятого в тех же пределах температур. Наглядно это можно видеть в Ts -диаграмме (фиг. 14-56). Площадь полезного тепла не заполнена на фигуру $AFDCBA$ и отношение

$$\frac{\text{пл. } ABCDEA}{\text{пл. } AFDEA}$$

называемое коэффициентом заполнения цикла, может служить показателем сравнительной экономичности циклов в данных пределах температур.

Введение регенеративного подогрева может поднять коэффициент заполнения, но и при этом в случае перегретого пара экономичность еще будет значительно отставать от цикла Карно. С увеличением начального давления заполнение также будет увеличиваться, но даже при критическом давлении оно будет еще достаточно мало. Так, если принять $t_1 = 500^\circ\text{С}$; $t_2 = 28,6^\circ\text{С}$, то коэффициент заполнения при $p = 225 \text{ ага}$ составит (фиг. 14-57):

$$\frac{a}{a+c} = \frac{i_1 - i_2}{(T_1 - T_2)(s_2 - s'_2)}$$



Фиг. 14-57.

Здесь для $p_1 = 225 \text{ ага}$ и $t_1 = 500^\circ\text{С}$ по is -диаграмме имеем:

$$i_1 = 767 \text{ ккал/кг.}$$

При адиабатическом перепаде до $p_2 = 0,04 \text{ ага}$

$$i_2 = 435 \text{ ккал/кг.}$$

Там же находим:

$$s_1 = 1,448 \text{ ед. энтропии}$$

и по таб. II в приложении для $p_2 = 0,04 \text{ ага}$

$$s'_2 = 0,0998 \text{ ед. энтропии,}$$

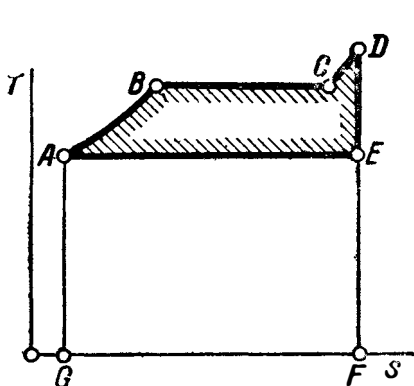
откуда получаем:

$$\frac{a}{a+c} = \frac{767 - 435}{(500 - 28,6)(1,448 - 0,0998)};$$

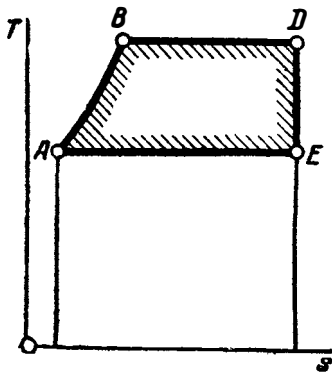
$$\frac{a}{a+c} = 0,522.$$

Дальнейшее увеличение коэффициента становится возможным при переходе к рабочим телам, обладающим другими физическими свойствами; так, например, если бы при том же давлении рабочее тело закипало при высшей, чем у воды, температуре, то заполнение цикла было бы большим. Этому же способствовала бы меньшая теплоемкость жидкости — в этом случае линия AB (фиг. 14-56) поднималась бы круче.

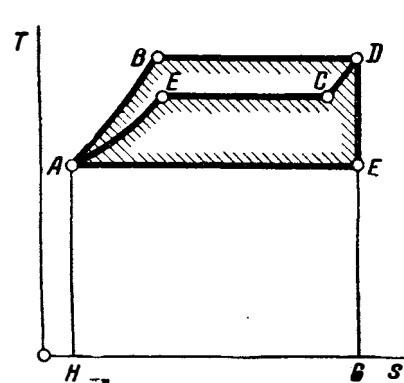
Сравним различные жидкости с точки зрения выгодности их применения в качестве рабочего тела в цикле Ренкина.



Фиг. 14-58.



Фиг. 14-59.



Фиг. 14-60.

Для этого рассмотрим две жидкости, из которых одна пусть будет вода, другая — какая-либо неизвестная жидкость. При одних и тех же начальной температуре и начальном давлении и при одном и том же конечном давлении цикл Ренкина для воды пусть изобразится фиг. 14-58, а для неизвестной жидкости — по фиг. 14-59. Из фиг. 14-58 видно, что температура насыщения при начальном давлении у второй жидкости выше, и для того чтобы достичь этой температуры у воды, пришлось произвести перегрев пара.

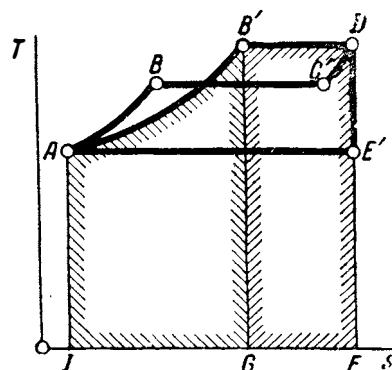
Совместим оба цикла на фиг. 14-60. Пусть начальные точки помещены в точке A , конечные — в D и E . Для того, чтобы последние совпали, соответственно подбираются количества обеих жидкостей. Это обстоятельство не скажется на сравнении к. п. д., так как они не зависят от количеств рабочих тел, участвующих в циклах.

Из рассмотрения обеих фигур видно, что коэффициент заполнения у жидкостей с более высокой температурой насыщения выше, чем у воды.

Из этой же фигуры 14-60 видно, что на коэффициент заполнения влияет и положение точки B . Если бы она была в точке B' , как это указано на фиг. 14-61, то коэффициент заполнения ухудшился бы. Таким образом, на термический к. п. д. влияет также протекание линии AB' , положение которой определяется отношением площадей

$$\frac{B'D'FGH'}{AB'GIA} = \frac{r}{c_{pm} t},$$

т. е. отношением скрытой теплоты к теплоте жидкости. Иначе говоря, термический к. п. д. цикла Ренкина зависит кроме температуры насыщения при данном давлении также от скрытой теплоты парообразования ее и от теплоемкости жидкости. Впрочем протекание



Фиг. 14-61.

линии AB' не имеет решающего значения для выбора рабочего тела, так как это влияние может быть исправлено соответствующим развитием регенеративного подогрева жидкости.

Наконец, для экономичности процесса имеет значение температура насыщения при самом низком давлении, которое практически легко достижимо в установках с паровыми двигателями. Пределом здесь является давление около 0,02—0,03 *ата*. Температура насыщения рабочего тела при таком давлении должна не слишком превосходить среднюю температуру рек и озер, вода которых используется для конденсации пара, т. е. быть около 20—30° С, чтобы мог быть полностью использован тот интервал температур, который определяется на низкой стороне естественными условиями.

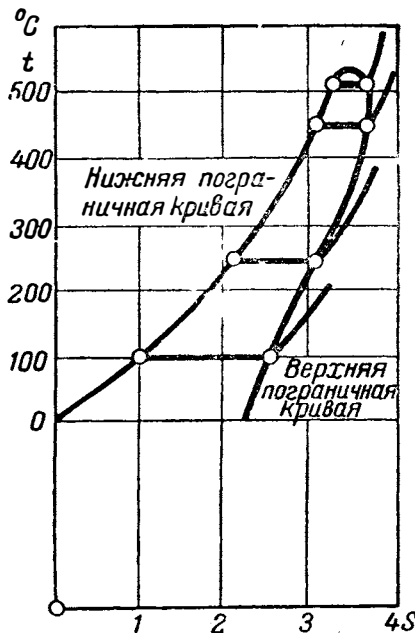
До сих пор не найдено такое рабочее тело, у которого при применяемых в практике начальных давлениях была бы высокая температура насыщения, с одной стороны, и при нужных вакуумах соответствующая низкая температура.

Отсюда возникла идея множественных и, в частности, — *бинарных циклов*, при которых каждое рабочее тело используется в той части общего температурного перепада, где его свойства обеспечивают наибольшее заполнение диаграммы между крайними практически достижимыми пределами температур, что должно вести к получению максимального теоретического к. п. д.

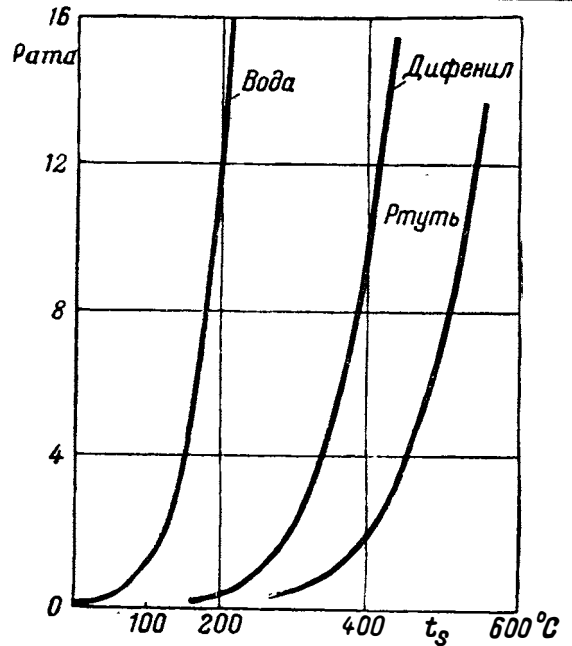
Рассмотрим применяемые в этих циклах рабочие тела.

Вода при повсеместной распространенности и дешевизне является основным рабочим телом в тепловых двигателях, хотя и обладает существенными недостатками. К числу их относится сравнительно низкая температура кипения при высоких давлениях. С этой точки зрения более выгодными являются ртуть, дифенил, бромистый алюминий.

Некоторые свойства этих тел приведены на фиг. 14-62 и 14-63. На фиг. 14-62 изображена T_s -диаграмма для дифенила. Из нее видно, что дифенил отличается от воды характером верхней пограничной кривой. В то время как у воды с ростом давления энтропия сухого насыщенного пара уменьшается, у дифенила она увеличивается. Благодаря этому свойству при адиабатическом расширении пар дифенила все время остается перегретым, в то время как водяной пар ниже определенного давления становится влажным.



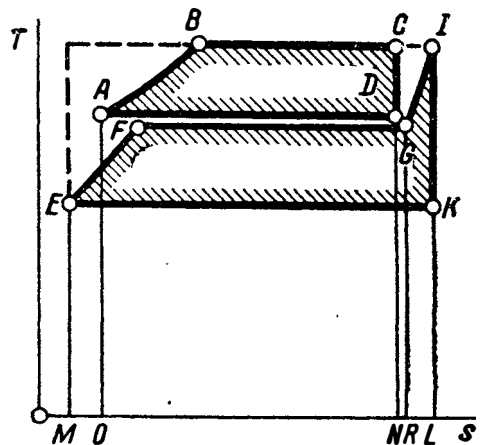
Фиг. 14-62.



Фиг. 14-63.

На фиг. 14-63 приведены кривые $p_s = f(t)$. Из нее видно, что наиболее интересной с точки зрения верхнего предела является ртуть, у которой уже при умеренных давлениях получаются достаточно высокие температуры.

Из перечисленных рабочих тел кроме воды наиболее изучена и получила практическое применение пока только ртуть. Она уступает воде с точки зрения температуры насыщения при максимальном достижимом вакууме. К числу недостатков ртути относятся также ее дороговизна, относительно малая распространенность в природе и вредное влияние на организм человека. Однако, если принять во вни-



Фиг. 14-64.

мание, что в установке циркулирует все время одно и то же количество рабочего тела, а утечка может быть сведена к минимуму соответствующей конструкцией, то эти последние недостатки не покажутся столь значительными.

Свойства той и другой жидкости — воды и ртути — говорят за то, что совместное их использование в одном цикле с учетом особенностей каждой из них должно дать большую выгоду.

При таком использовании получится следующий бинарный цикл (фиг. 14-64). Ртуть нагревают и испаряют в ртутном котле (ли-

ния *ABC*) и при давлении, соответствующем наибольшей из употребляемых температур (500—550° С, что соответствует для ртути около $p_s = 8-15$ ата), направляют в ртутную турбину, где она адиабатически расширяется (линия *CD*); после этого ртуть поступает в ртутный конденсатор, где и конденсируется. В дальнейшем цикл повторяется. Благодаря большому удельному весу ртути и небольшому давлению в котле из конденсатора ртуть может попадать в котел под действием силы тяжести, если конденсатор расположить выше котла.

Конденсация ртути происходит при доста-

ТАБЛИЦА 14-3
Ртутный насыщенный пар

Давление p , кг/см ²	Температура насыщения t_s , °С	Теплосодержание		Энтропия		Удельный объем	
		жидкости i , ккал/кг	сухого насы- щенного пара i_s , ккал/кг	жидкости, ккал/к град s'	испарения r/T_s	жидкости $10^8 v'$, м ³ /кг	сухого насы- щенного пара v_s м ³ /кг
0,0010	119,5	3,95	76,23	0,01199	0,18411	0,00007516	165,77
0,002	134,7	4,45	76,63	0,01325	0,17700	0,00007537	86,268
0,004	151,2	5,00	77,08	0,01456	0,16988	0,00007559	44,826
0,006	161,4	5,23	77,34	0,01534	0,16573	0,00007573	30,609
0,008	169,0	5,58	77,54	0,01591	0,16277	0,00007584	23,354
0,010	175,1	5,77	77,69	0,01637	0,16046	0,00007592	18,947
0,02	195,2	6,45	78,23	0,01782	0,15328	0,00007619	9,897
0,04	217,1	7,18	78,82	0,01934	0,14614	0,00007650	5,180
0,06	231,0	7,64	79,19	0,02027	0,14194	0,00007670	3,552
0,08	241,4	7,98	79,46	0,02094	0,13893	0,00007684	2,719
0,10	249,6	8,25	79,67	0,02145	0,13664	0,00007696	2,210
0,20	277,3	9,17	80,41	0,02317	0,12943	0,00007735	1,163
0,30	295,0	9,76	80,88	0,02422	0,12519	0,00007760	0,8005
0,40	308,2	10,19	81,22	0,02497	0,12219	0,00007779	0,6143
0,50	318,9	10,55	81,51	0,02559	0,11985	0,00007794	0,5005
0,6	328,0	10,85	81,75	0,02609	0,11795	0,00007808	0,4235
0,7	335,8	11,11	81,95	0,02652	0,11634	0,00007819	0,3677
0,8	342,8	11,34	82,14	0,02690	0,11495	0,00007829	0,3254
0,9	349,1	11,55	82,30	0,02723	0,11371	0,00007839	0,2922
1,0	354,9	11,74	82,45	0,02760	0,11260	0,00007847	0,2655
1,2	365,1	12,08	82,72	0,02808	0,11069	0,00007862	0,2248
1,4	374,1	12,38	82,96	0,02855	0,10905	0,00007875	0,1954
1,6	382,0	12,64	83,16	0,02895	0,10765	0,00007887	0,1720
1,8	389,2	12,88	83,35	0,02930	0,10640	0,00007897	0,1555
2,0	395,7	13,10	83,53	0,02964	0,10531	0,00007907	0,1414
3,0	422,3	13,98	84,22	0,03093	0,10099	0,00007947	0,09798
4,0	442,4	14,66	84,74	0,03187	0,09795	0,00007978	0,07561
4,5	451,1	14,94	84,97	0,03228	0,09668	0,00007991	0,06803
5,0	459,0	15,20	85,17	0,03264	0,09557	0,00008003	0,06189
6,0	473,0	15,66	85,52	0,03327	0,09362	0,00008026	0,05256
7,0	485,4	16,08	85,84	0,03381	0,09196	0,00008045	0,04580
8,0	495,4	16,40	86,06	0,03430	0,09053	0,00008063	0,04066
9,0	506,5	16,78	86,38	0,03472	0,08925	0,00008079	0,03662
10,0	515,7	17,08	86,61	0,03512	0,08812	0,00008094	0,03334
12,0	532,1	17,63	87,02	0,03581	0,08615	0,00008121	0,02836
14,0	546,6	18,11	87,38	0,03639	0,08447	0,00008145	0,02475
16,0	559,6	18,55	87,71	0,03692	0,08302	0,00008166	0,02200
18,0	571,5	18,94	87,99	0,03740	0,08172	0,00008186	0,01983
20,0	582,4	19,30	88,26	0,03782	0,08056	0,00008204	0,01808

точно высокой температуре (см. табл. 14-3 ртутного пара). Скрытая теплота парообразования, измеряемая площадкой $ADNOA$, не теряется, так как охлаждающим телом в ртутном конденсаторе служит водяной пар, являющийся рабочим телом в следующей части рабочего цикла.

Для воды ртутный конденсатор является котлом. Образовавшийся здесь насыщенный водяной пар направляется в перегреватель водяного пара, задачей которого является не допустить большой влажности пара в конце расширения его в турбине. В дальнейшем водяной пар выполняет обычный цикл Ренкина или регенеративный цикл.

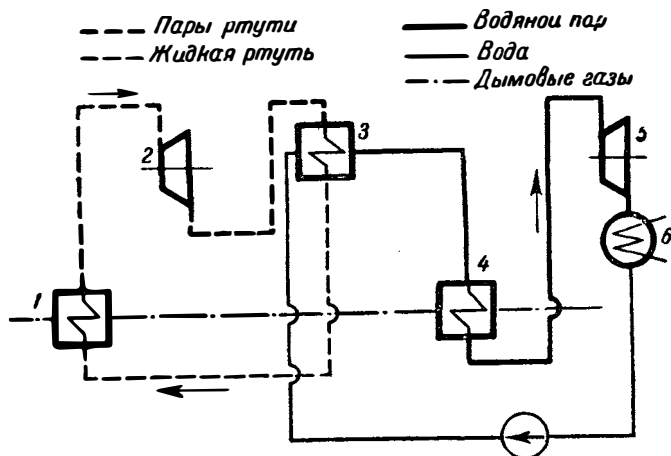
Рассматривая Ts -диаграмму бинарного цикла (она изображена на фиг. 14-64 для разных количеств воды и ртути), мы видим, что заполнение ее значительно большее, чем у цикла с водяным паром; к. п. д. такого бинарного цикла приближается к к. п. д. цикла Карно, взятого для крайних пределов температур данной установки.

Схема агрегатов, участвующих в описанном цикле, изображена на фиг. 14-65.

Здесь следует указать еще на один недостаток водяного пара как рабочего тела. Хотя получаемые при принятых вакуумах в конденсаторе температуры пара и являются вполне приемлемыми с точки зрения возможных здесь пределов, однако достигается это очень глубоким расширением водяного пара, при котором конструкции нижних ступеней турбины получают очень громоздкими и лопатки очень большими. Выходом из положения могло бы быть применение в низких ступенях третьего рабочего тела, у которого при тех же температурах удельный объем был бы меньше. Это имеет место у жидкостей с низкими температурами кипения. Термической выгоды здесь не было бы никакой или она была бы мала — за счет уменьшения некоторых потерь, но конструкция двигателя от этого могла бы значительно выиграть. Из легкокипящих жидкостей можно отметить эфир, аммиак. В этом случае уже получился бы цикл с тремя рабочими телами.

Таким образом мы приходим к заключению, что, комбинируя тем или иным способом рабочие тела и создавая множественные циклы, можно получить высокий по экономичности и умеренный по давлению процесс выработки механической энергии.

Термический к. п. д. бинарного цикла можно вычислить по формуле (5-3), найдя отдель-



Фиг. 14-65.

но полезную работу и подведенное в обоих циклах тепло (см. пример 14-12).

Если в частном случае в установке все отработавшее тепло верхней ступени сообщается рабочему телу нижней ступени без заимствования рабочим телом второй ступени тепла из какого-либо другого источника, то, используя метод расчета, примененный к установке, изображенной на фиг. 14-46а, можно получить такое выражение термического к. п. д. бинарного цикла:

$$\eta_t^6 = 1 - (1 - \eta_t^p)(1 - \eta_t^s). \quad (14-47)$$

Здесь η_t^p — термический к. п. д. ртутного цикла;

η_t^s — термический к. п. д. цикла с водяным паром (см. пример 14-12).

Установки с бинарными циклами уже выполнены достаточно большой мощности. В Америке имеются установки мощностью в одной ртутной турбине 20 000 квт.

Некоторые сведения о ртути и ртутном паре¹. Истинная теплоемкость жидкой ртути может быть для различных температур подсчитана по формуле

$$c = 0,033 + 0,00005 \frac{t}{100} \text{ ккал/кг град.}$$

Теплосодержание, энтропия и удельный объем жидкой ртути для различных давлений приведены в табл. 14-3.

Значения температуры насыщения, теплоемкости, энтропии и удельного объема

¹ Более подробно см. П. Д. Борисов, Формулы, таблицы и диаграммы ts ртутного пара. Сборник журнала „Советское котлотурбостроение“, Госэнергоиздат, 1941.

ртутного пара в состоянии сухого насыщенного пара приведены в той же таблице.

Значения параметров для критической точки:

$$p_{кр} = 3\,300 \text{ кг/см}^2; t_{кр} = 1\,650^\circ \text{C}; \\ \gamma_{кр} = 4\,500 \text{ кг/м}^3; v_{кр} = 0,000222 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Для влажного пара ртути:

$$i = i' - r x; v = v' x + (1-x) v'; \\ s = s' + \frac{r}{T_s} x.$$

Для перегретого пара:

$$s = s'' + c_p \ln \frac{T}{T_s}.$$

Здесь теплоемкость c_p , как для одноатомного газа, должна быть принята независимой от температуры и равна

$$c_p = 0,02475 \text{ ккал/кг град.}$$

Для теплосодержания имеем:

$$i = i'' + c_p (t - t_s).$$

Для определения удельного объема можно пользоваться уравнением Клапейрона:

$$p v = R T,$$

где

$$R = \frac{\mu R}{\mu} = \frac{848}{202} = 4,2 \text{ кгм/кг град.}$$

Так же, как и для водяного пара, здесь очень удобным при решении вопросов, связанных с преобразованием тепловой энергии в механическую, является пользование $i s$ -диаграммой, которая приводится на фиг. 14-66.

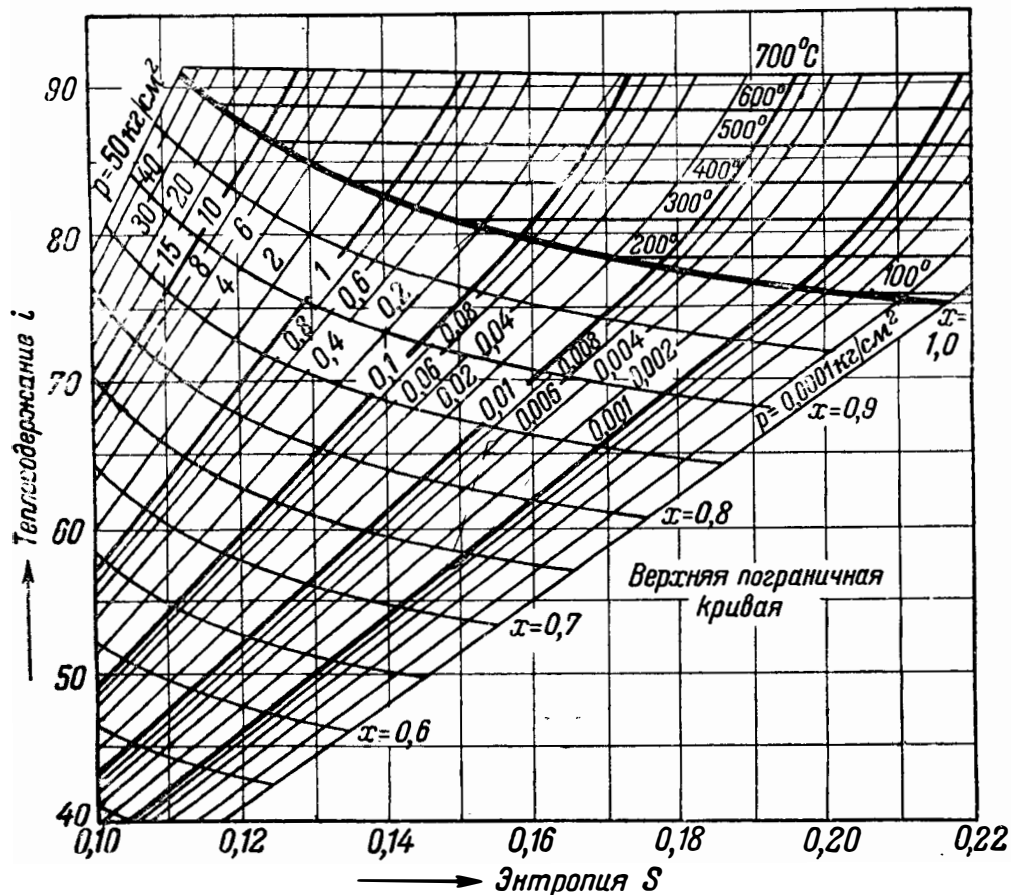
Пример 14-12. Имеется установка, работающая водяным паром по циклу Ренкина.

Начальные параметры:

$$p_1 = 30 \text{ атм}; t_1 = 450^\circ \text{C}.$$

Конечное давление $p_2 = 0,04 \text{ атм}; N = 5\,000 \text{ квт}.$

Определить, как изменится к. п. л. цикла, если к нему присоединить ртутный цикл, высший температурный предел которого будет таким же, как и у цикла с водяным паром.



Фиг. 14-66.

Цикл Ренкина для водяного пара. По is -диаграмме определяем:

$$i_1^g = 798 \text{ ккал/кг}; i_2^g = 509 \text{ ккал/кг}; i_1'' = 669,7 \text{ ккал/кг};$$

$$i_2'^g = 28,6 \text{ ккал/кг}.$$

Термический к. п. д. цикла Ренкина

$$\eta_{tr}^g = \frac{i_1^g - i_2^g}{i_1^g - i_2'^g} = \frac{(798 - 509) 100}{798 - 28,6};$$

$$\eta_{tr}^g = \frac{289 \cdot 100}{761,4} = 37,8\%.$$

Расход пара

$$d_0^g = \frac{860}{i_1^g - i_2^g} = \frac{860}{798 - 509} = 2,98 \text{ кг/кв.мч.}$$

Температура насыщения, соответствующая давлению 30 $атм$,

$$t_s^g = 232,8^\circ\text{C}.$$

Температуру насыщения ртутного пара при конечном давлении принимаем такую же (т. е. пренебрегаем термическим сопротивлением при теплопередаче от ртути к воде):

$$t_s^p = 232,8^\circ\text{C}.$$

Давление насыщения ртутного пара соответствующее температуре 232,8°C:

$$p_2^p = 0,063 \text{ атм}.$$

Теплосодержание жидкой ртути при давлении насыщения

$$i_2'^p = 7,7 \text{ ккал/кг}.$$

Начальное давление ртутного пара при температуре насыщения 450°C

$$p_1^p = 4,5 \text{ атм}.$$

Теплосодержание пара при этом

$$i_1^p = 84,9 \text{ ккал/кг}.$$

Проведя адиабату в is -диаграмме ртутного пара от начального состояния до $p_2 = 0,063 \text{ атм}$, находим $i_2^p = 62 \text{ ккал/кг}$.

Полезная работа на 1 кг ртути.

$$A w_0^p = 84,9 - 62 = 22,9 \text{ ккал/кг}.$$

Количество килограммов ртути на 1 кг пара;

$$i_2^p - i_2'^p = 62 - 7,7 \text{ ккал/кг} = 54,3 \text{ ккал/кг};$$

$$i_1'' - i_2'^g = 669,7 - 28,6 = 641,1 \text{ ккал/кг};$$

$$\frac{641,1}{54,3} = 11,8 \text{ кг ртути/кг воды}.$$

Полезная работа 11,8 кг ртути и 1 кг воды:

$$11,8 \cdot 22,9 + 1 \cdot 289 = 270 + 289 = 559 \text{ ккал/цикл}.$$

Таким образом:

$$A w_0 = q_1 - q_2 = 559 \text{ ккал/цикл}.$$

Подведенное тепло при этом:

для подогрева и испарения 11,8 кг ртути:

$$11,8(84,9 - 7,7) = 11,8 \cdot 77,2 = 909 \text{ ккал/цикл};$$

для перегрева водяного пара:

$$798 - 669,7 = 128,3 \text{ ккал/кг}.$$

Итого

$$q_1 = 9 \cdot 9 + 128,3 = 1037,3 \text{ ккал/цикл}.$$

Термический к. п. д. бинарного цикла по формуле (5-3)

$$\eta_{tr}^g = \frac{559 \cdot 100}{1037,3} = 53,8\%.$$

К. п. д. цикла Карно в данных пределах температур

$$\eta_{тк} = \frac{450 - 28,6}{723} = \frac{421,4}{723} = 58,4\%.$$

К. п. д. цикла Ренкина для параметров $p_1 = 90 \text{ атм}$; $t_1 = 480^\circ\text{C}$ и $p_2 = 0,01 \text{ атм}$ (стандарт для высокого давления) составляет

$$\eta_{tr} = 42\%.$$

Улучшение термического к. п. д. бинарного цикла по отношению к циклу Ренкина:

$$\frac{100(538 - 42,0)}{42,0} = \frac{100 \cdot 11,8}{42} = 28,1\%.$$

Расход водяного пара на пароводяную турбину

$$D^g = 2,98 \cdot 5000 = 14900 \text{ кг/час}.$$

Расход ртути в час

$$D^p = 14900 \cdot 11,8 = 176000 \text{ кг/час}.$$

Мощность ртутной турбины

$$N^p = \frac{D^p (i_1^p - i_2^p)}{860} = \frac{176000 \cdot 22,9}{860} = 4670 \text{ кв.п.}$$

Если бы в установке отсутствовал перегрев водяного пара, то во второй ступени использовалось бы только отработанное тепло первой ступени, за счет чего получался бы сухой насыщенный водяной пар, т. е. установка работала бы по схеме фиг. 14-46а. В этом частном случае к. п. д. бинарного цикла можно было бы подсчитать по формуле (14-47):

$$\eta_{tr}^g = 1 - (1 - \eta_{tr}^p)(1 - \eta_{tr}^g).$$

Здесь

$$\eta_{tr}^p = \frac{i_1^p - i_2^p}{i_1^p - i_2'^p} = \frac{84,9 - 62}{84,9 - 7,7},$$

$$\eta_{tr}^p = \frac{22,9}{77,2} = 0,297,$$

$$\eta_{tr}^g = \frac{i_1'' - i_2^g}{i_1'' - i_2'^g} = \frac{669,7 - 509}{669,7 - 28,6},$$

$$\eta_{tr}^g = \frac{161,7}{641,1} = 0,25.$$

Подставляя в формулу (14-47), получаем:

$$\eta_{tr}^g = 1 - (1 - 0,297)(1 - 0,25),$$

$$\eta_{tr}^g = 1 - 0,526 = 0,474.$$

То же, но по формуле (5-3) дает:

$$q_1 = 11,8(84,9 - 7,7) = 909 \text{ ккал/цикл},$$

$$A w_0 = q_1 - q_2 = 11,8(84,9 - 62) + 1(669,7 - 509),$$

$$A w_0 = 430,7 \text{ ккал/цикл}.$$

Таким образом

$$\eta_{tr}^g = \frac{A w_0}{q_1} = \frac{430,7}{909} = 0,474,$$

что сходится с полученным по формуле (14-47).

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 14-12. Турбогенератор работает по циклу Ренкина при начальных параметрах $p_1 = 100 \text{ ага}$; $t_1 = 450^\circ\text{С}$. При $p' = 30 \text{ ага}$ вводится вторичный перегрев до температуры $t' = 400^\circ\text{С}$. Определить конечную влажность и улучшение термического к. п. д. от введения вторичного перегрева, если $p_2 = 0,04 \text{ ага}$.

Как изменится к. п. д. цикла, каков будет процент улучшения и конечная степень сухости, если введение вторичного перегрева производить при 10; 20; 40 и 50 *ап а* до той же температуры $t' = 400^\circ\text{С}$.

Задача 14-13. В ртутно-пароводяной установке мощность ртутной турбины, работающей сухим паром, 10 000 *квт*. Определить термический к. п. д., мощность пароводяной турбины и сравнить с максимально возможным к. п. д. цикла Карно ($p_1 = 100 \text{ ага}$; $t_1 = 450^\circ\text{С}$; $p_2 = 0,04 \text{ ага}$), если начальное давление паров ртути $p_1^p = 8,5 \text{ ага}$; давление водяного пара $p^p = 40 \text{ ага}$, температура водяного пара $t_1^p = 450^\circ\text{С}$, конечное давление $p_2^p = 0,04 \text{ ага}$.

Задача 14-14. Имеется установка с пароводяной турбиной в 10 000 *квт*, работающей при параметрах: $p_1 = 50 \text{ ага}$; $t_1 = 500^\circ\text{С}$; $p_2 = 0,04 \text{ ага}$. Как изменится мощность установки, если произвести переоборудование по одному из следующих вариантов.

1. Установить ртутную турбину, работающую сухим паром с начальным давлением $p_1^p = 8 \text{ ага}$; весь конденсат, выходящий из конденсатора пароводяной турбины, проходит через конденсатор ртутной турбины и выходит из него в состоянии сухого насыщенного пара. Перегрев остается прежний.

2. К существующей установке присоединить пароводяную турбину, работающую при параметрах $p_1 = 130 \text{ ага}$; $t_1 = 500^\circ\text{С}$. Через установленную турбину проходит пар, требующийся для основной турбины, и расширяется до $p' = 50 \text{ ага}$, после чего направляется в перегреватель, где вновь перегревается до $t_2 = 500^\circ\text{С}$.

14-10. ТЕПЛОФИКАЦИЯ

Установки, служащие целям централизованного снабжения потребителя электрической энергией, называются *центральными электрическими станциями* или коротко ЦЭС. Паровые двигатели, устанавливаемые на этих станциях, работают с конденсацией всего или почти всего (при наличии регенеративного подогрева) пара, проходящего через турбину, и называются *конденсационными турбинами* или *машинами*. На средних и крупных ЦЭС применяют в качестве двигателей, как правило, паровые турбины.

Как известно, в силу второго закона термодинамики значительная доля тепла, сообщенного рабочему телу от верхнего источника, не трансформируется в механическую энергию, и в этом смысле она считается потерей тепла в цикле.

Поэтому, а также из-за наличия ряда потерь, зависящих от конструкции агрегатов, участвующих в процессе превращения тепловой энергии в механическую, общий к. п. д. конденсационных электрических станций не превышает 20 ÷ 25%; 75 ÷ 80% тепла топлива остаются неиспользованными. Грубо можно

считать, что около 25% суть неизбежные потери в котельной, на трение, в окружающую среду; остальные 50 ÷ 55% — потери тепла в холодном источнике. Это тепло носит название *отработавшего тепла*, а пар, выходящий из машины, называется *отработавшим паром*. Однако, если отработавшее тепло нельзя использовать для выработки механической энергии, то его можно использовать для других целей.

Имеется ряд производств, которые для своего технологического процесса требуют большого количества тепла, потребляемого или в виде пара низкого давления, или в виде горячей воды. Кроме того, это тепло может быть использовано и для целей отопления жилых зданий. Снабжение теплом нуждающихся в нем предприятий при правильном его проведении может оказаться значительным фактором в деле улучшения использования тепла топлива. Достигнуто это может быть при комбинированном производстве электрической и тепловой энергии для централизованного снабжения потребителя тем и другим.

Установки, служащие для такого комбинированного производства, называются *теплоэлектроцентралями*, сокращенно ТЭЦ; комбинированная выработка электрической и тепловой энергии составляет основное содержание проводимой в СССР *теплофикации* промышленности и быта.

Тепло отработавшего в конденсационных установках пара не может быть использовано для указанных здесь целей по следующим соображениям.

В современных конденсационных турбинах целесообразным считается конечное давление $p_2 = 0,03 \div 0,04 \text{ ага}$. Влажный пар, выходящий из турбины при $p_2 = 0,04 \text{ ага}$, имеет температуру $t_2 = 28,6^\circ\text{С}$. Циркуляционная вода, поступающая в конденсатор в среднем при температуре в 10°С , нагревается в нем приблизительно до 20°С .

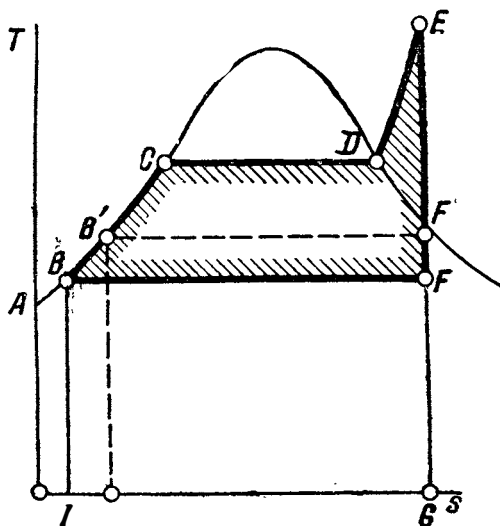
Подсчитаем количество воды, которое нужно пропустить через конденсатор для конденсации 1 *кг* пара.

Предположим, что пар, выходящий из турбины, имеет паросодержание $x_2 = 0,94$. Тогда его теплосодержание составит:

$$i_2 = i'_2 + r x_2 = 28,6 + 581,1 \cdot 0,94 = 574,6 \text{ ккал/кг.}$$

Отсюда количество циркуляционной воды, необходимое для конденсации 1 *кг* пара, должно быть:

$$m = \frac{574,6 - 28,6}{20 - 10} = 55 \text{ кг/кг.}$$



Фиг. 14-67.

Таким образом, для того чтобы сконденсировать 1 кг пара, поступающего из турбины в конденсатор, нужно пропустить через конденсатор приблизительно в 55 раз больше циркуляционной воды по весу, чем поступает пара в турбину.

Произведенный расчет показывает, что циркуляционная вода несет в себе большие количества тепловой энергии. Однако, эту энергию затруднительно использовать, так как вода столь низкой температуры и в таком громадном количестве не может найти себе потребителя. Поэтому циркуляционную воду конденсационных турбин выбрасывают в реку или пруд.

На ТЭЦ для осуществления комбинированного процесса поступают так. Большая часть пара, поступающего в турбину, расширяется не до $p_2=0,04$ ата, а до более высокого давления (в зависимости от требований производств, потребляющих пар). При этом пар вырабатывает механической энергии меньше, но зато выходит из турбины при таких параметрах, при которых он может быть использован для технологического процесса производства или для отопления зданий (зимой).

Экономические преимущества такого комбинированного процесса видны в Ts -диаграмме; для выявления их рассмотрим в Ts -диаграмме отдельно процесс выработки механической энергии в конденсационной установке и теплового потребления, а затем комбинированный процесс.

Пусть (фиг. 14-67) $BCDEFB$ изображает цикл Ренкина превращения тепловой энер-

гии в механическую. Если отвлечься от потерь в котельной и тех, которые зависят от конструкции оборудования, но не от самого процесса, то термический к. п. д. в этом случае

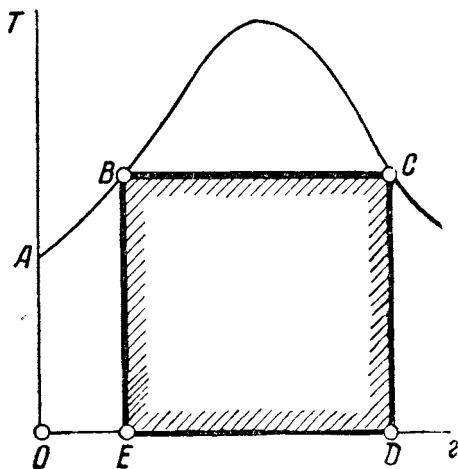
$$\eta_t = \frac{\text{пл. } BCDEFB}{\text{пл. } BCDEGIB}$$

Рассмотрим теперь процесс теплового потребления, который также для простоты будем считать происходящим без потерь.

Большинство технологических процессов промышленности потребляет тепло в виде пара 2—3 ата, редко 7—10 ата. Пар при этом требуется насыщенный или слегка перегретый. Для отопления требуется пар 1,2—1,5 ата или горячая вода.

Пусть в Ts -диаграмме (фиг. 14-68) точка C характеризует поступающий к потребителю пар. Количество тепла, пошедшее на получение этого пара при температуре воды в 0°C , измеряется площадью $ABCDOA$. Теплоприемник, потребляющий тепло, будет получать его при конденсации пара; процесс конденсации изобразится прямой CB . В точке B весь пар превратится в воду, которая снова поступает в котел для превращения в пар. После этого цикл вновь повторяется. Площадь $OABEO$ измеряет теплосодержание теплоносителя; в котле сообщается количество тепла, измеряемое площадью $BCDEB$, причем процесс парообразования изобразится прямой BC , а конечное состояние, при котором пар поступает к потребителю, — точкой C . Таким образом в котле к рабочему телу подводится количество тепла

$$q_1 = \text{пл. } BCDEB;$$



Фиг. 14-68.

у потребителя используется количество тепла

$$q_0 = \text{пл. } BCDEFB.$$

Коэффициент использования тепла в процессе теплового потребления

$$\eta_{m.n} = \frac{q_0}{q_1} = 1.$$

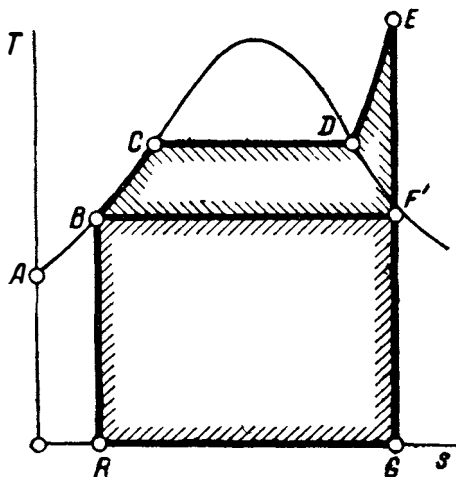
Комбинированный процесс заключается в том, что пар после расширения в двигателе (фиг. 14-69) до точки F' направляется затем к потребителю и там используется. При этом, как можно усмотреть из диаграммы, тепло, соответствующее площади $BCDEFB$, используется для получения механической энергии, а тепло, измеряемое площадью $BFGRB$, идет на тепловое потребление и также используется полностью.

Точка F' соответствует той же точке на фиг. 14-67, и из сравнения видно, что расширение пара в комбинированном процессе не доводят до столь низкого, как в конденсационном цикле, давления.

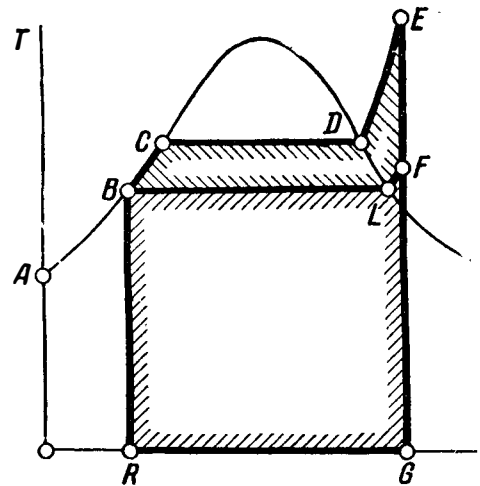
При подсчете термического к. п. д., учитывающего долю тепла, перешедшего в механическую энергию из тепла, подведенного в горячем источнике, надо исходить из того, что как в цикле Ренкина, так и в комбинированном процессе тепло, отданное холодному источнику, является потерей, поэтому в цикле Ренкина, где расширение производится до более низкого давления, термический к. п. д. выше, чем в комбинированном.

Таким образом термический к. п. д. уже не характеризует полностью теплотехнические свойства комбинированного процесса.

Для дополнительной характеристики такого процесса рассмотрим отношение суммар-



Фиг. 14-69.



Фиг. 14-70.

но использованной энергии (механической и тепловой) к теплу, подведенному от горячего источника к рабочему телу. Это отношение назовем коэффициентом использования тепла и обозначим его буквой k .

Из рассмотрения Ts -диаграммы устанавливаем, что для идеального случая, т. е. для такого, в котором не учитываются неизбежные потери, коэффициент использования тепла в комбинированном процессе составляет (фиг. 14-69):

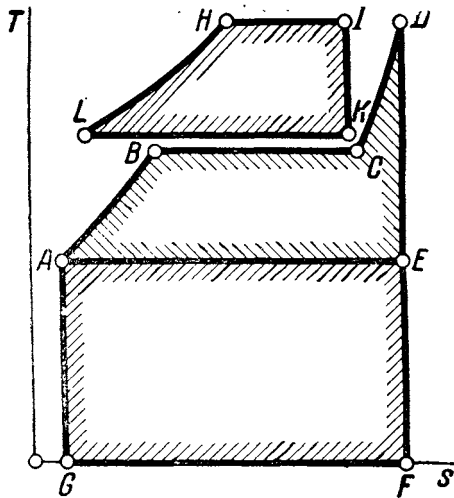
$$k = \frac{\text{пл. } BCDEFB + \text{пл. } BFGRB}{\text{пл. } BCDEGRB} = 1.$$

Для цикла Ренкина коэффициент использования тепла k совпадает с термическим к. п. д.

Итак, в комбинированном процессе при одних и тех же параметрах пара количество механической энергии на 1 кг пара меньше, чем в конденсационной установке (p_2 выше); следовательно, термический к. п. д. в нем меньше. Однако, общий расход тепла в комбинированном процессе меньше, чем если бы тепло и энергия вырабатывались отдельно.

При использовании в производстве перегретого пара комбинированный процесс изобразится так, как это показано на фиг. 14-70. Здесь в механическую энергию перешло количество тепла, измеряемое площадью $BCDEFB$, а на тепловое потребление потрачено тепло, соответствующее площади $BLFGRB$.

Народнохозяйственное значение теплотехники громадно. Потребление колоссальных количеств электрической энергии, требующихся во всех отраслях хозяйства и в быту, если производство ее основано на цикле Ренкина, вызывает при достаточно хороших условиях



Фиг. 14-71.

работы станции около 75% потерь тепла топлива. Между тем при рациональном построении энергетического хозяйства в данном районе или, как говорят, в данной энергетической системе, производство тепла и электрической энергии может быть комбинировано таким образом, что потери при этом сведутся к 20—25%. Нужно сказать при этом, что широкое развитие комбинированной выработки тепловой и электрической энергии может иметь место только при плановом ведении хозяйства.

Раньше было показано, что в идеальном случае коэффициент использования тепла при комбинированном процессе может быть равен единице. Покажем, что величина этого коэффициента не определяет еще степени технической целесообразности установки.

Рассмотрим цикл $ABCDEA$ (фиг. 14-71, 14-72 и 14-73). Количество тепла, измеряемое площадкой $AEFGA$, используется на тепловое потребление и коэффициент использования тепла в цикле будет равен единице. Имеет ли в таком случае какое-либо значение: 1) применение в таком цикле еще одного рабочего тела, чтобы получился бинарный цикл (фиг. 14-71); 2) увеличение начальных параметров пара (фиг. 14-72) или 3) улучшение внутреннего к. п. д. (фиг. 14-73).

Рассматривая приведенные Ts -диаграммы, мы замечаем, что циклы отличаются количеством выработанной механической энергии при одном и том же тепловом потреблении; при этом механической энергии вырабатывается больше, если коэффициент заполнения благодаря применению второго рабочего тела выше (фиг. 14-71), или если параметры рабо-

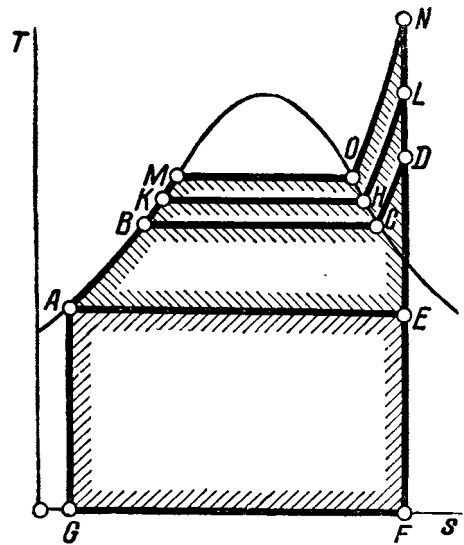
чего тела повышаются (фиг. 14-72), или если внутренний к. п. д. выше (фиг. 14-73).

С этой точки зрения комбинированный процесс характеризуется отношением

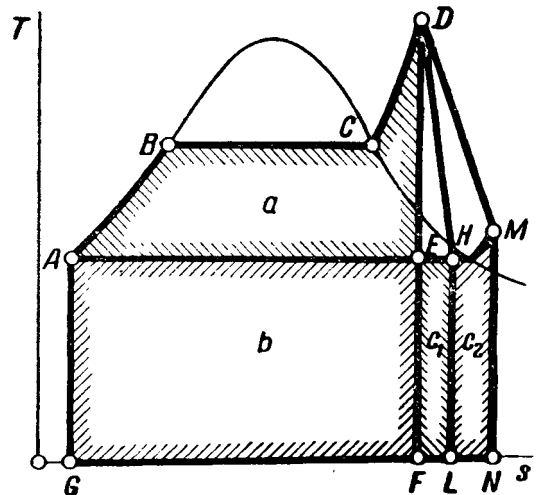
$$\xi = \frac{q_1 - q_2}{q_2}, \quad (14-48)$$

определяющим количество механической энергии, полученной на единицу теплового потребления. В формуле (14-48) $q_1 - q_2$ — полученная механическая энергия; q_2 — энергия теплового потребления.

Большей частью бывает так, что в данной энергетической системе количество электрической энергии, которое может быть выработано на тепловом потреблении, не бывает до-



Фиг. 14-72.



Фиг. 14-73.

статочно для покрытия потребности в энергии, и недостающая часть должна вырабатываться по циклу Ренкина, т. е. с меньшим коэффициентом использования тепла.

Исходя из этого, следует стремиться к тому, чтобы на данном тепловом потреблении было выработано максимально возможное количество электрической энергии; при этом на долю установок, работающих по циклу Ренкина, останется меньшая часть выработки.

Таким образом техническая целесообразность установки оценивается не только коэффициентом использования тепла, но и коэффициентом ξ ; чем выше последний, тем выгоднее установка для данной энергетической системы.

Можно показать, что ξ связано с η_t . Из формулы (5-3)

$$1 - \frac{q_2}{q_1} = \eta_t,$$

откуда

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

Из формулы (14-48)

$$\frac{q_1}{q_2} = 1 + \xi,$$

так что

$$\frac{1}{1 - \eta_t} = 1 + \xi,$$

откуда

$$\xi = \frac{\eta_t}{1 - \eta_t}. \quad (14-49)$$

Зависимость (14-49) показывает, что ξ растет с ростом η_t . Это дает основание заключить, что все способы увеличения η_t , а именно: применение бинарных циклов, увеличение параметров пара в установке, регенерация, — все это влечет за собой увеличение коэффициента ξ , характеризующего количество энергии, получаемой на данном тепловом потреблении.

Если обратиться, в частности, к рассмотрению циклов с учетом вредных сопротивлений, то для всех циклов, изображенных на фиг. 14-73, коэффициент использования тепла остается одинаковым вне зависимости от внутреннего к. п. д. двигателя. В идеальном случае, когда относительный внутренний к. п. д. $\eta_o = 1$, количество полезно использованного тепла в комбинированном процессе (фиг. 14-73) равно

$$q_0 = a + b.$$

Если относительный к. п. д. уменьшится и процесс расширения пойдет по DH , то ко-

личество полученной механической энергии будет измеряться площадью

$$a - c_1,$$

а использованной на тепловое потребление, — площадью

$$b + c_1.$$

Целиком использовано в комбинированном процессе

$$q_0 = a - c_1 + b + c_1 = a + b.$$

То же при расширении по DM : получено механической энергии:

$$a - c_1 - c_2.$$

Использовано на тепловое потребление:

$$b + c_1 + c_2.$$

Использовано в комбинированном процессе:

$$q_0 = a - c_1 - c_2 + b + c_1 + c_2 = a + b.$$

Таким образом коэффициент использования тепла во всех циклах при разных η_{oi} одинаков и равен единице. Однако, ξ для рассматриваемых случаев разное, а именно:

для процесса при $s = \text{const}$, т. е. при $\eta_{oi} = 1$,

$$\xi_1 = \frac{a}{b};$$

для цикла с расширением по DH , т. е. с меньшим η_{oi} ,

$$\xi_2 = \frac{a - c_1}{b + c_1};$$

для цикла с расширением по DM , у которого η_{oi} еще меньше,

$$\xi_3 = \frac{a - c_1 - c_2}{b + c_1 + c_2}.$$

Сравнение показывает, что чем выше η_{oi} , тем больше ξ , т. е. тем больше вырабатывается механической энергии на тепловом потреблении.

Конструктивно устройство двигателей, участвующих в комбинированном процессе, несколько иное, чем при отдельном процессе. Паровые турбины, применяемые в этом случае, разделяются на следующие типы:

- 1) турбины с противодавлением;
- 2) турбины с ухудшенным вакуумом;
- 3) турбины с отбором пара.

Турбины с противодавлением не имеют конденсатора. Пар, выходящий из двигателя, направляют на производство. Отличие от чисто конденсационной турбины заключается, таким образом, в величине противодавления и в отсутствии конденсатора. Последнее значительно удешевляет установку.

Особенность этих двигателей заключается в том, что их мощность определяется количеством пара, проходящего через них, т. е. в конечном счете нагрузкой теплового потребления. Их удобно применять при постоянной по времени года тепловой нагрузке и возможности параллельной работы с конденсационными станциями.

Турбины с ухудшенным вакуумом имеют конденсатор, в котором охлаждающая вода, являющаяся в данном случае теплоносителем, нагревается до температур, нужных потребителю; при этом она воспринимает тепло отработавшего пара; пар конденсируется при давлении, которому соответствует нужная потребителю температура. В зависимости от величины теплового потребления меняется и мощность турбины.

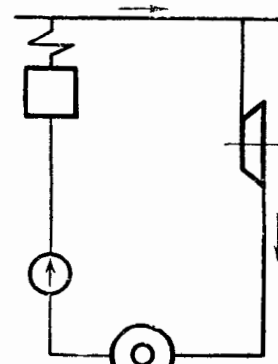
Отличие таких турбин от турбин с противодавлением заключается в том, что при отсутствии теплового потребления турбины с ухудшенным вакуумом могут работать по чисто конденсационному режиму. В двигателях же с противодавлением в этом случае весь отработавший пар пришлось бы выбрасывать в атмосферу, что невыгодно.

Турбины с отбором пара упоминались в разделе о регенеративном цикле; там имелись в виду двигатели, обеспечивающие паром незначительное тепловое потребление, выражающееся только в подогреве питательной воды. В тех случаях, когда помимо этого требуется покрытие теплового потребления в окружающих предприятиях и домах, количество отбираемого пара должно быть увеличено. Этот тип двигателей дает широкую возможность сочетания тепловых и силовых нагрузок вплоть до работы по чисто конденсационному режиму. В двигателях с отбором пара коэффициент использования тепла будет тем выше, чем большая мощность вырабатывается на отбираемом паре. Эта часть мощности вырабатывается с коэффициентом использования тепла, равным единице. Другая часть мощности вырабатывается по циклу Ренкина, т. е. с меньшим коэффициентом использования тепла.

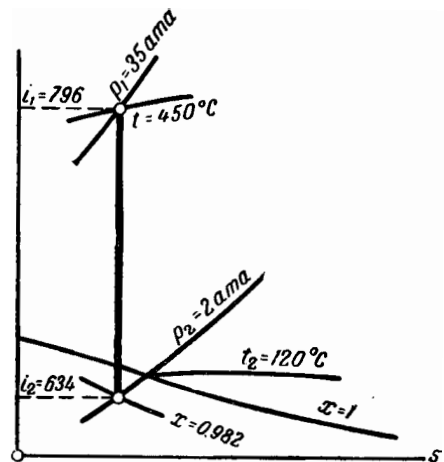
Следовательно, в установке, в которой механическая энергия вырабатывается турбиной с отбором пара, экономичность определяется размером теплового потребления.

Так как часть пара в этих турбинах попадает в конденсатор, то коэффициент использования тепла такой даже идеальной установки не может быть равным единице.

Иначе обстоит дело в установках, в которых имеются турбины с противодавлением



Производства
Фиг. 14-74.



Фиг. 14-75.

или с ухудшенным вакуумом. Здесь мы имеем полное (конечное) использование тепла, т. е. коэффициент использования тепла в предельном случае равен единице.

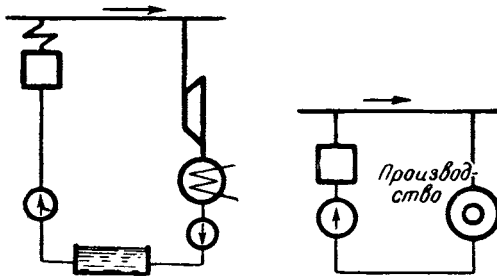
Исходя из разнообразных свойств описанных турбин, при выборе двигателя для той или иной установки вопрос в различных случаях решается по-разному в зависимости от специфических условий установки. Эти вопросы рассматриваются в курсах тепловых электрических станций.

Пример 14-13. Для снабжения предприятия электрической энергией и теплом запроектирована ТЭЦ, на которой установлена турбина с противодавлением мощностью $N = 12000$ квт. Весь пар из турбины направляется в производство, откуда в котельную возвращается конденсат при температуре насыщения. Турбина работает при следующих параметрах пара:

$$p_1 = 35 \text{ атм}; t_1 = 450^\circ\text{C}; p_2 = 2 \text{ атм}.$$

Определить часовой расход топлива, приняв для турбины

$$\eta_{oi} = 1,0; \eta_{к\text{у}} = 0,85; Q_{\text{н}}^{\text{р}} = 7000 \text{ ккал/кг}.$$



Фиг. 14-76.

Подсчитать расход топлива в том случае, если бы для снабжения предприятия электроэнергией и теплом была установлена такой же мощности конденсационная турбина, которая работала бы при тех же начальных параметрах и при конечном давлении $p_2 = 0,04 \text{ атм}$, а для удовлетворения предприятия теплом была бы установлена котельная низкого давления, которая подавала бы на предприятие пар тех же параметров, что и выходящий из турбины. Показатели для котельной низкого давления принять те же, что и для котельной высокого давления.

Для ТЭЦ (фиг. 14-74) имеем следующие данные, найденные по i -с-диаграмме (фиг. 14-75):

$$i_1 = 796,5 \text{ ккал/кг}; i_2 = 634 \text{ ккал/кг}; \\ x = 0,978, t_2 = 119,6^\circ\text{C}; i'_2 = 119,9 \text{ ккал/кг}.$$

Удельный расход пара турбиной (без потерь)!

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2} = \frac{860}{796,5 - 634} = 5,29 \text{ кг/квт.ч.}$$

Полный расход пара турбиной, равный количеству пара, потребляемого производством,

$$D_0 = Nd_0 = 12\,000 \cdot 5,29 = 63\,500 \text{ кг/час.}$$

Количество тепла, потребляемое производством,

$$Q_{np} = D_0(i_2 - i'_2) = 63\,500(634 - 119,9) = 32\,600\,000 \text{ ккал/час.}$$

Количество тепла, подводимое к пару в котле,

$$Q = D_0(i_1 - i'_2) = 63\,500(796,5 - 119,6) = 43\,000\,000 \text{ ккал/час.}$$

Расход топлива в установке

$$Q = BQ_n^p \eta_{ку};$$

$$B = \frac{Q}{Q_n^p \eta_{ку}} = \frac{43\,000\,000}{7\,000 \cdot 0,85} = 7\,220 \text{ кг/час.}$$

Коэффициент использования тепла топлива в установке

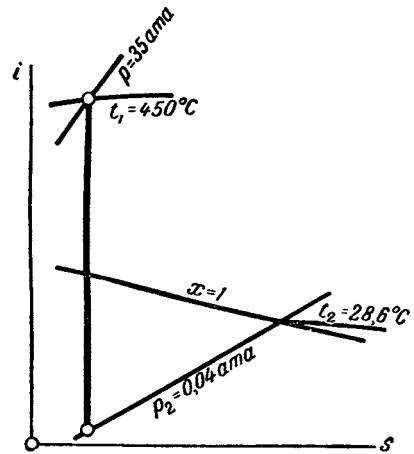
$$k = \frac{860N + Q_{np}}{B \cdot Q_n^p} = \frac{(860 \cdot 12\,000 + 32\,600\,000) \cdot 100}{7\,220 \cdot 7\,000} = 85\%.$$

При раздельной для выработки электрической энергии и снабжения теплом установке (фиг. 14-76) имеем по i -с-диаграмме (фиг. 14-77):

$$i_1 = 796,5 \text{ ккал/кг}; i_2 = 503,5 \text{ ккал/кг}; t_2 = 28,6^\circ\text{C}.$$

Теплосодержание пара, поступающего на производство, при параметрах $p = 2 \text{ атм}$ и $x = 0,982$, составляет:

$$i_{np} = 634 \text{ ккал/кг}.$$



Фиг. 14-77.

Удельный расход пара турбиной

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2} = \frac{860}{796,5 - 503,5} = 2,94 \text{ кг/час.}$$

Полный расход пара турбиной

$$D_0 = Nd_0 = 12\,000 \cdot 2,94 = 35\,300 \text{ кг/час.}$$

Количество тепла, подводимое к пару в котле,

$$Q = D_0(i_1 - t_2) = 35\,300(796,5 - 28,6) = 27,1 \cdot 10^6 \text{ ккал/час.}$$

Расход топлива определяется из уравнения:

$$Q = BQ_n^p \eta_{ку};$$

$$B = \frac{Q}{Q_n^p \eta_{ку}} = \frac{27,1 \cdot 10^6}{7\,000 \cdot 0,85} = 4\,550 \text{ кг/час.}$$

Расход топлива на производство пара определится из следующих соображений.

Количество пара низкого давления, подаваемого в производство на технологические нужды, попрежнему

$$D_{np} = 63\,500 \text{ кг/час.}$$

Количество тепла, потребляемое производством, и в этом случае сообщаемое пару в котлах низкого давления:

$$Q_{np} = 32\,600\,000 \text{ ккал/час.}$$

Расход топлива в котлах низкого давления определится из уравнения

$$Q_{np} = BQ_n^p \eta_{ку};$$

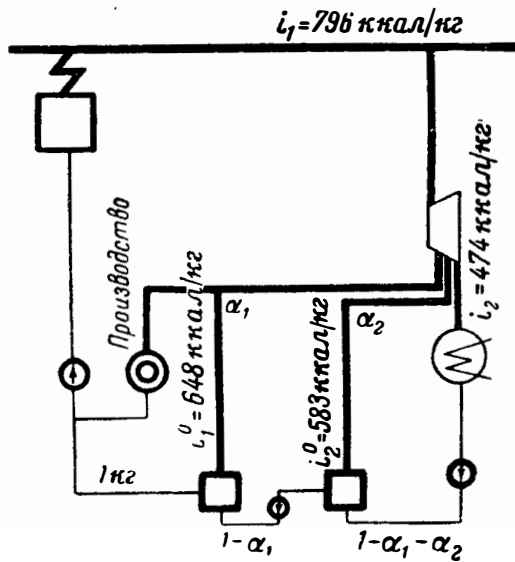
$$B = \frac{Q_{np}}{Q_n^p \eta_{ку}} = \frac{32\,600\,000}{7\,000 \cdot 0,85} = 5\,480 \text{ кг/час.}$$

Суммарный расход топлива в раздельной установке

$$4\,550 + 5\,480 = 10\,030 \text{ кг/час.}$$

Экономия топлива на ТЭЦ в сравнении с раздельным приготовлением электрической и тепловой энергии

$$\frac{(10\,030 - 7\,220)}{10\,030} = 28,1\%.$$



Фиг. 14-78.

Коэффициент использования тепла топлива в случае раздельной установки

$$k = \frac{860 N + Q_{np}}{BQ_n^p} = \frac{(860 \cdot 12\,000 + 32\,600\,000)100}{7\,000 \cdot 10\,030} = 61,3\%.$$

Пример 14-14. Для паросиловой установки с турбиной, рассмотренной в примере 14-7, вычислить термический к. п. д. и коэффициент использования тепла, если из первого отбора забирается 100 т/час пара на тепловое потребление (фиг. 14-78).

Мощность, получаемая на отъемном паре, поступающем в производство,

$$N_{np}^0 = \frac{D_{np}^0(i_1 - i_1^0)}{860} = \frac{100\,000(796 - 648)}{860} = 17\,200 \text{ квт.}$$

Мощность, вырабатываемая паром, поступающим в подогреватель и конденсатор,

$$N' = N - N_{np}^0 = 50\,000 - 17\,200 = 32\,800 \text{ квт.}$$

Расход пара на эту мощность (в примере 14-7 найдено $d_{op} = 2,97 \text{ кг/квтч}$):

$$D' = 32\,800 \cdot 2,97 = 97\,000 \text{ кг/час.}$$

Из этого количества поступает (см. пример 14-7) в первый отбор на регенерацию:

$$D_{1p}^0 = D' \alpha_1 = 97\,000 \cdot 0,1055 = 10\,250 \text{ кг/час;}$$

во второй отбор на регенерацию:

$$D_{2p}^0 = D' \alpha_2 = 97\,000 \cdot 0,1295 = 12\,550 \text{ кг/час.}$$

Суммарное поступление в первый отбор (на производство и регенерацию):

$$100\,000 + 10\,250 = 110\,250 \text{ кг/час.}$$

Суммарный расход пара в установке

$$D_{\Sigma} = D_{np}^0 + D' = 100\,000 + 97\,000 = 197\,000 \text{ кг/час.}$$

Коэффициент использования тепла пара

$$k = \frac{860 N + D_{np}^0 (i_1 - i_1^0)}{D (i_1 - i_1^0)} = \frac{[50\,000 \cdot 860 + 100\,000 (648 - 165,6)] 100}{197\,000 (796 - 165,6)} = 73,5\%.$$

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 14-15. Имеется установка с турбиной мощностью $N = 40\,000 \text{ квт}$. Параметры пара в ней $p_1 = 100 \text{ ага}$; $t_1 = 500^\circ\text{C}$; $p_2 = 1,6 \text{ ага}$. Турбина работает одним отбором $p_1^0 = 5 \text{ ага}$. Весь пар из турбины, а также $50\,000 \text{ кг/час}$ из отбора поступают на тепловое потребление в производство. Кроме того, через отбор проходит пар для подогрева питательной воды до температуры насыщения соответственно давлению отбора. Пар из производства поступает при температуре насыщения. Определить расход топлива. Каков был бы расход топлива, если бы потребность производства в энергии и тепле удовлетворялась раздельной установкой, причем для турбины было бы $p_2 = 0,04 \text{ ага}$. Начальные параметры принять прежние.

Задача 14-16. В промышленном районе установлена паросиловая установка для снабжения предприятий теплом и электроэнергией. Установка состоит из котельной и турбины с противодавлением. Параметры пара:

$$p_1 = 50 \text{ ага}; t_1 = 450^\circ\text{C}; p_2 = 5 \text{ ага.}$$

Мощность турбины $N = 5\,000 \text{ квт}$. Потерями в турбине пренебрегаем. Подсчитать расход топлива в установке. Принять $Q_n^0 = 7\,000 \text{ ккал/кг}$; $\eta_{ку} = 0,8$. Подсчитать расход топлива, если для снабжения предприятий электроэнергией и теплом была бы установлена такой же мощности чисто конденсационная установка и котельная низкого давления. Для турбины принять $p_2 = 0,04 \text{ ага}$, а для котельной низкого давления параметры пара те же, что и для пара, выходящего из турбины с противодавлением. Показатели для котельной низкого давления принять те же, что и для котельной высокого давления.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

15-1. ВОЗДУШНАЯ КОМПРЕССОРНАЯ ХОЛОДИЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Как было указано в § 5-11, самопроизвольный переход тепла происходит от высоких температур к низким. Таким образом, если требуется от какого-либо тела отнять тепло, достаточно привести его в соприкосновение с телом, имеющим более низкую температуру,

и тепло естественным процессом будет переходить в требуемом направлении. Так будет произведено охлаждение первого тела, имеющего более высокую температуру. Второе тело при этом нагреется, и переход тепла прекратится, когда температуры их сравняются. Подводя к охлаждаемому телу все новые и новые количества охлаждающего тела,

можно первое довести до температуры, почти равной температуре второго.

Предельная температура, до которой может быть снижена температура любого тела в естественных условиях, определяется той температурой, которой обладают тела, служащие для охлаждения. В качестве таковых могут служить воздух и вода рек, озер. Можно говорить еще о снеге и льде, которыми запасаются на летнее время, но большого применения это не может иметь ввиду ограниченных возможностей в производстве запасов. Для этого требуются специальные помещения.

Однако, возможности охлаждения в естественных условиях ограничены. Средняя температура рек и озер в общем в течение года составляет около 10°C , так что в естественных условиях охлаждение тел можно производить приблизительно только до этой температуры.

Между тем целый ряд технологических процессов, а также бытовые и гигиенические условия требуют более низких температур. Мало того, создав, такие температуры, требуется поддерживать их на этом уровне, так как если этого не делать, то тепло от окружающих тел перейдет к охлажденному, и температура его поднимется. Для ограничения такого перехода тело можно термически изолировать при помощи веществ, плохо проводящих тепло. Однако, переход тепла можно затруднить, но вовсе прекратить его невозможно, так как нет тел абсолютно нетеплопроводных.

Таким образом, создав в каком-либо месте низкую температуру, нужно для поддержания ее на этом уровне все время отводить то тепло, которое подходит из окружающей среды. Для этого требуется все время подводить к данному месту какое-либо тело с требующейся низкой температурой. Оно и будет воспринимать все тепло, подошедшее к охлаждаемому телу из окружающей среды.

Производство тел с низкой температурой или, как говорят, производство холода осуществляется в установках, носящих название *холодильных установок*.

Производство холода представляет собой очень большую отрасль промышленности ввиду громадного значения, которое получил холод в быту, в технике, медицине и т. п.

Получение низких температур рабочего тела можно осуществить путем расширения, связанного с производством работы. Если такое расширение произвести адиабатически, то работа будет произведена за счет внутренней энергии, и температура тела понизится.

В § 5-4 было показано, как, пользуясь этим способом, можно отнимать тепло от холодного источника. Там производилось это в обратном цикле Карно. Однако, осуществление этого цикла с идеальным газом в полной мере невозможно, так как отвод и подвод тепла во время расширения конструктивно затруднительны; поэтому то и другое осуществляют при $p = \text{const}$. Таким образом, в принципе получение низкой температуры должно быть основано на следующем: газообразное тело сжимают адиабатически с затратой работы извне; при этом повышается температура тела; охлаждением его водой обычной температуры при $p = \text{const}$ получают газ при высоком давлении и при наименьшей естественной температуре, близкой к температуре воды рек и озер (например, $10\text{--}15^{\circ}\text{C}$).

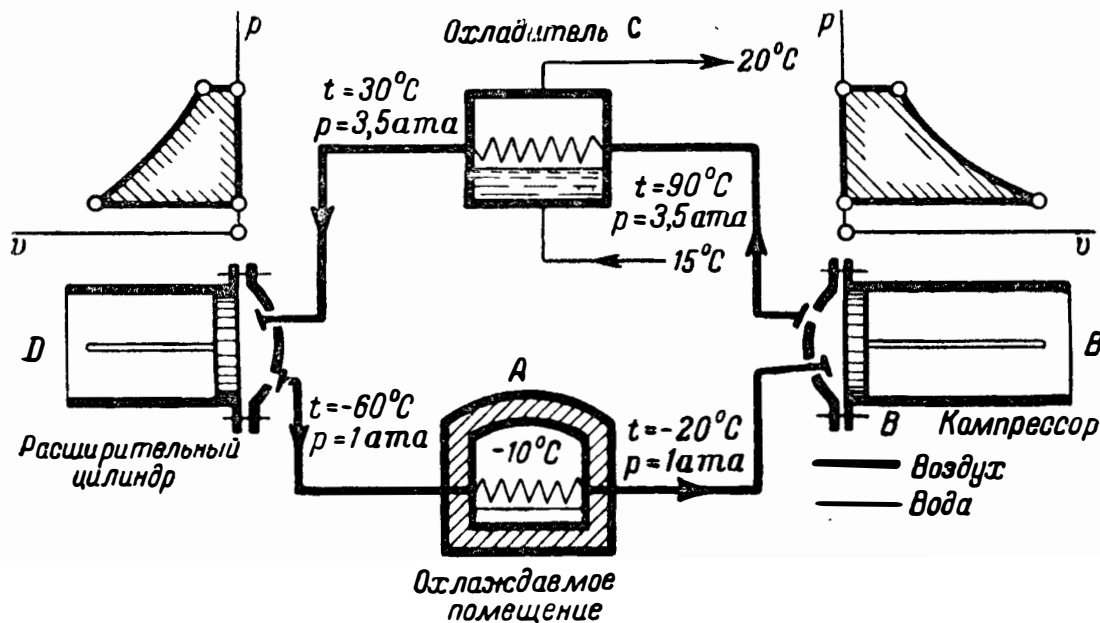
В таком состоянии заставляют газ совершить работу адиабатически. При этом его температура понижается ниже температуры, взятой для охлаждения воды. Такой газ может выполнять уже роль носителя холода и может быть отправлен в помещение, где требуется понизить температуру. Отнимая там тепло от подлежащих охлаждению тел, газ нагревается и возвращается к исходному своему состоянию. Таким образом он совершает круговой процесс, или цикл, т. е. машина, выполняющая этот цикл, будет периодически действующей.

Здесь описан принцип получения холода в так называемых *воздушных холодильных установках*.

Применение воздуха как рабочего тела весьма желательно вследствие его распространенности и безвредности для организма человека.

Рассмотрим схему и термодинамический расчет воздушной холодильной установки.

В основном схема воздушной холодильной установки сводится к следующему (фиг. 15-1). Из помещения A , в котором желательно поддерживать низкую температуру, засасывают циркулирующий по трубам воздух в компрессор B ; здесь он подвергается сжатию: температура и давление его повышаются; работа, затраченная на сжатие, представлена в $p\tau$ -диаграмме сверху, над цилиндром. Из компрессора воздух направляют в охладитель C , где, проходя по змеевику, омываемому водой, он охлаждается при $p = \text{const}$ и принимает теоретически температуру охлаждающей воды, а в действительности — несколько более высокую. Из охладителя воздух направляют в расширительный цилиндр D ; здесь воздух



Фиг. 15-1.

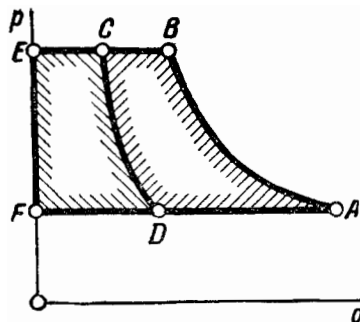
расширяется до атмосферного давления; при этом температура его падает. При расширении воздух совершает работу, которая частично компенсирует работу, затраченную на сжатие. Над расширительным цилиндром (фиг. 15-1) помещена его $p-v$ -диаграмма. Из расширительного цилиндра воздух направляют в охлаждаемое помещение; здесь, отнимая тепло от окружающих предметов, он нагревается и затем вновь поступает в компрессор. В дальнейшем цикл повторяется. На фиг. 15-1 и в дальнейшем на фиг. 15-3, 15-5, 15-7, 15-18, 15-19 приведены примерные температуры воздуха без точного учета потерь температурного напора¹.

В $p-v$ -диаграмме цикл изменений состояния рабочего тела представится следующим образом: пусть A (фиг. 15-2) изображает состояние газа при поступлении его в компрессор. Примем сжатие в компрессоре (и в дальнейшем расширение в расширительном цилиндре) адиабатическим. Тогда сжатие изобразится адиабатой AB . В состоянии, характеризуемом точкой B , газ поступает в охладитель, где происходит процесс охлаждения при $p = \text{const}$, который в $p-v$ -диаграмме изобразится прямой BC , а точка C будет характеризовать состояние газа, поступающего в расширительный цилиндр. Адиабатический процесс расширения в нем закончится в точке D , параметры которой определяют состояние воздуха, поступающего в охлаждаемое помещение. Наконец,

DA , есть нагревание воздуха при $p = \text{const}$ в этом помещении.

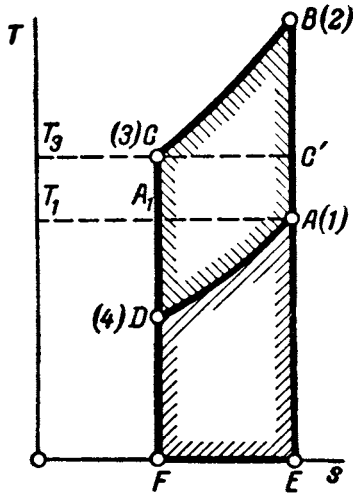
Если AB есть процесс сжатия в компрессоре, то площадь $ABEFA$ измеряет работу компрессора на сжатие; она должна совпадать с диаграммой компрессора, фиг. 15-1. Площадь же $CEFDC$ измеряет работу, полученную от газа в расширительном цилиндре. Таким образом, затрата работы в течение всего цикла измеряется площадью, заключенной внутри цикла. Количество тепла, которое отнято от охлаждаемых тел в охладительной камере, равно количеству тепла, воспринятому газом в процессе DA .

В Ts -диаграмме (фиг. 15-3) цикл холодильной установки представится фигурой $ABCD$, где буквы поставлены соответственно точкам в $p-v$ -диаграмме. Здесь площадь $EADFE$ измеряет количество тепла q_2 , отнятое от охлаждаемого тела; площадка



Фиг. 15-2.

¹ Температурным напором называется разность температур между греющим и нагреваемым телами.



Фиг. 15-3.

$ABCD A$ — энергию, затраченную в цикле на сжатие, которая в виде тепла воспринимается рабочим телом. Площадь $EBCFE$ измеряет количество тепла, переданное циркуляционной воде (верхнему источнику) в охладителе. Так называемый *холодильный коэффициент* выразится отношением

$$\varepsilon = \frac{\text{пл. } EADFE}{\text{пл. } EBCFE - \text{пл. } EADFE} = \frac{\text{пл. } EADFE}{\text{пл. } ABCDA},$$

что соответствует

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{A\omega_0}.$$

Здесь (фиг. 15-3)

$$q_2' = i_1 - i_4,$$

где i_1 и i_4 — теплосодержания воздуха в конце и начале охлаждения его в охладительной камере (берется разность теплосодержаний, так как процесс идет при $p = \text{const}$).

Так как (принимая $c_p = \text{const}$)

$$i_1 = c_p T_1;$$

$$i_4 = c_p T_4,$$

то

$$q_2 = c_p (T_1 - T_4).$$

Работа $A\omega_0$ (фиг. 15-3) определится как разность работ в компрессоре и в расширительном цилиндре; первая из них составляет:

$$A\omega_{\kappa} = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1);$$

вторая:

$$A\omega_{p.4} = i_3 - i_4 = c_p (T_3 - T_4).$$

Тогда

$$A\omega_0 = c_p (T_2 - T_1) - c_p (T_3 - T_4).$$

Таким образом холодильный коэффициент примет вид:

$$\varepsilon = \frac{c_p (T_1 - T_4)}{c_p (T_2 - T_1) - c_p (T_3 - T_4)}.$$

Приняв $c = \text{const}$, получаем:

$$\varepsilon = \frac{T_1 - T_4}{(T_2 - T_1) - (T_3 - T_4)}.$$

Полученное выражение преобразуем так:

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{(T_2 - T_1) - (T_3 - T_4)}{T_1 - T_4}} = \frac{1}{\frac{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)}{T_1 - T_4}};$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} - 1}. \quad (a)$$

Из адиабат сжатия 1-2 и 3-4 имеем:

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

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Так как правые части равны, то можно написать;

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4},$$

откуда получается:

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

Подставляя в (a) значения (b), получаем:

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \quad (c)$$

или

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_3}{T_4} - 1} = \frac{T_4}{T_3 - T_4}. \quad (d)$$

Сравним полученный холодильный коэффициент с таковым же для установки, работающей по циклу Карно. В холодильной установке определяющими параметрами являются температура имеющейся в распоряжении охлаждающей воды и потребная температура охлаждения рабочего тела; в этих пределах и должно происходить сравнение.

Из фиг. 15-3 видно, что при температуре T_3 охлаждающей воды и потребной температуре T_1 охлаждения тела того же эффекта, что и в цикле $ABCD A$, можно было бы добиться, осуществив цикл Карно, $ACSA_1A$. Таким образом, осуществляя изотермическое

охлаждение рабочего тела по $C'C$ и изотермическое его нагревание по AA_1 , мы избежали бы излишнего повышения температуры рабочего тела $C'B$ и излишнего охлаждения его A_1D .

Следовательно, вместо отнятого тепла, измеряемого площадкой $DAEFD$, было бы отнято тепло, соответственно площадке A_1AEFA_1 , т. е. больше, и вместо затраченной работы, измеряемой площадкой $ABCD$, было бы израсходовано работы соответственно площадке $CC'AA_1C$, т. е. меньше. Таким образом осуществление цикла Карно было бы выгоднее. К тому же выводу можно придти и аналитически, а именно: для указанных пределов температур холодильный коэффициент в цикле Карно составит:

$$\varepsilon_k = \frac{T_1}{T_3 - T_1}. \quad (e)$$

Сравнивая формулы (e) и (c), находим, что $\varepsilon_k > \varepsilon$.

Холодильный коэффициент действительного цикла (c) и (d) можно выразить в функции отношения $\frac{p_2}{p_1}$, представляющего отношение конечного и начального давлений в компрессоре. Действительно, из адиабаты сжатия 1-2 имеем:

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

Подставляя в (c) и (d), получаем:

$$\varepsilon = \frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}. \quad (15-1)$$

Подробные сравнительные расчеты показывают строгие стороны воздуха, как рабочего тела, при использовании его в поршневых машинах. Основной его недостаток — малая холодильная производительность, что влечет за собой необходимость пропускать большие количества его через установку, а это отражается на размерах и в итоге на начальной стоимости ее.

Вследствие указанного воздушные холодильные установки для получения умеренного холода вышли из употребления и заменены паровыми компрессорными установками.

В настоящее время уже вошли в промышленную эксплуатацию установки для получения кислорода из воздуха, разработанные

Институтом физических проблем Академии наук СССР. В них воздух подвергают *глубокому охлаждению* с применением не поршневых, а турбокомпрессоров, которые по своему имущественному им принципу работы при достаточной компактности обладают большой производительностью.

Перенесение метода охлаждения, применяемого в технике получения жидкого кислорода, в область получения умеренного холода может создать благоприятные условия для широкого использования воздуха и в этой области.

15-2. ПАРОВАЯ КОМПРЕССОРНАЯ ХОЛОДИЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Рабочим телом в такой установке является какая-либо легкокипящая жидкость; так принято называть жидкость, которая при атмосферном давлении кипит при температуре, близкой к 0°C или ниже.

Рассматривая цикл воздушной компрессорной холодильной установки, мы установили, что отнятие тепла от рабочего тела и получение им тепла от охлаждаемого рабочего тела лучше всего производить по изотермам. Однако, при применении в качестве носителя холода воздуха или другого идеального газа осуществить это было нельзя. Другое дело, если применить здесь легкокипящие жидкости, причем для сообщения и отнятия тепла воспользоваться процессами кипения и конденсации, которые происходят изотермически, если $p = \text{const}$. При этом следует выбирать такие жидкости, у которых получение нужных температур возможно при сравнительно умеренных давлениях.

Добавочным преимуществом при применении этих тел является возможность понижать температуру не расширением тела с производством работы, а мятием рабочего тела. Так как в этом случае мы имеем дело с влажным паром, мятие его будет сопровождаться значительным падением температуры вследствие падения давления. В описанной уже воздушной холодильной установке дросселирование дало бы очень незначительный температурный эффект.

Из применяемых в паровых компрессорных холодильных установках рабочих тел отметим углекислоту (CO_2), аммиак (NH_3), хлорметил (CH_3Cl), сернистый ангидрид (SO_2) и в последнее время фреон (CCl_2F_2). Вода как рабочее тело практически непригодна, так как достижение низких температур связано с необходимостью применять очень глубокий вакуум. Так, температуре кипения

в 0°C соответствует абсолютное давление в $0,006228 \text{ кг/см}^2$, при этом удельный объем $v'' = 206,3 \text{ м}^3/\text{кг}$ температуре же -10°C соответствует давление в $0,003 \text{ кг/см}^2$. Получение таких вакуумов затруднительно.

Наибольшее распространение в паровых компрессорных холодильных установках имеет аммиак и, как менее вредная по влиянию на организм человека, углекислота. Для аммиака температуре 10°C соответствует давление насыщения $6,3 \text{ ата}$; при 1 ата температура кипения -34°C .

Таким образом при охлаждении до -34°C не требуется создания вакуума. Менее удобна в этом отношении углекислота, для которой давление насыщения при 10°C составляет 46 ата , при охлаждении же до тех же -34°C в испарителе будет давление 12 ата .

В табл. 15-1 и 15-2 приведены краткие сведения о насыщенных парах аммиака и углекислоты (подробные таблицы приводятся в соответствующих курсах).

ТАБЛИЦА 15-1

Свойства насыщенного пара аммиака

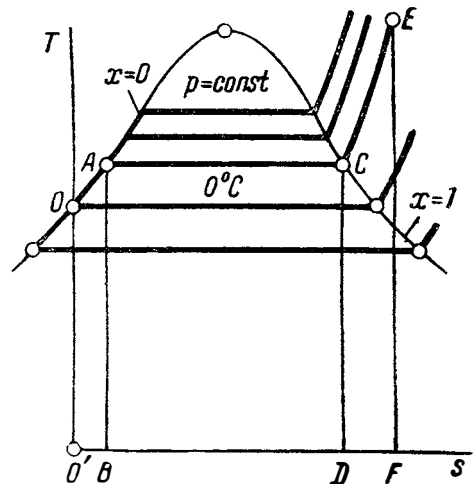
Температура, $^{\circ}\text{C}$	Давление p , ата	Теплосодержание		Энтропия	
		жидкости i'	пара i''	жидкости s'	пара s''
1	2	3	4	5	6
-30	1,22	-32,6	292,0	-0,126	1,21
-20	1,94	-21,8	295,5	-0,083	1,17
-10	2,97	-11,0	299,7	-0,041	1,14
0	4,38	0,0	301,5	0,0	1,10
+10	6,27	+11,1	303,9	+0,040	1,07
+20	8,74	+22,4	306,0	0,078	1,05
+30	12,0	+33,8	307,0	0,116	1,02
+40	15,6	+45,5	308,4	0,154	0,99
+50	20,7	+57,4	308,7	0,190	0,97

ТАБЛИЦА 15-2

Свойства насыщенных паров углекислоты

Температура, $^{\circ}\text{C}$	Давление p , ата	Теплосодержание		Энтропия	
		i'	i''	s'	s''
-30	14,6	-16,4	56,0	-0,061	0,236
-20	20,1	-11,2	56,0	-0,041	0,225
-10	26,9	-5,78	55,8	-0,020	0,214
0	35,4	0,0	55,0	0,0	0,201
+10	45,7	+6,19	53,2	+0,021	0,187
+20	58,1	+13,7	49,9	+0,046	0,19
+30	73,1	+25,2	40,6	+0,083	0,134

При необходимости получения значений для состояний влажного и перегретого пара следует пользоваться общими формулами, введенными для водяных паров.



Фиг. 15-4.

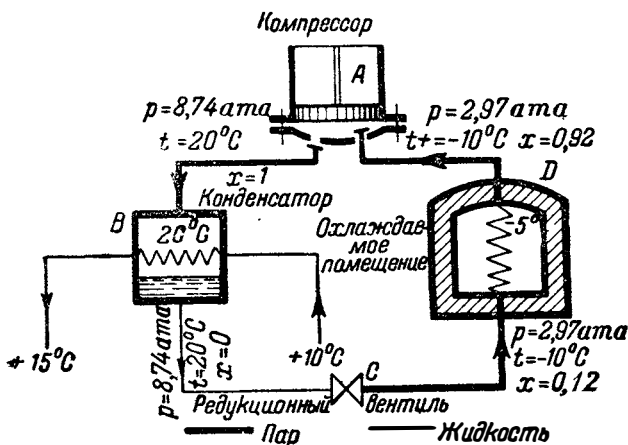
Для названных рабочих тел при параметрах, далеких от критической точки, можно принять с достаточной степенью точности (как это мы делали и для воды), что в жидком виде они несжимаемы, вследствие чего при увеличении давления без подвода тепла (по адиабате) температура жидкости остается без изменения; по той же причине при изотермическом увеличении давления энтропия их не изменяется, и в Ts -диаграмме нижняя пограничная кривая совпадает с изобарами жидкости (фиг. 15-4).

Так же как и в Ts -диаграмме водяного пара, площадь $O'A B O'$ измеряет теплосодержание i' жидкости; площадь $O' A C D O'$ — теплосодержание i'' сухого пара и площадь $O' A C E F O'$ — теплосодержание i перегретого пара. В состояниях же, близких к критической точке, обычно изобары жидкости не сливаются с нижней пограничной кривой (см. диаграмму для углекислого газа).

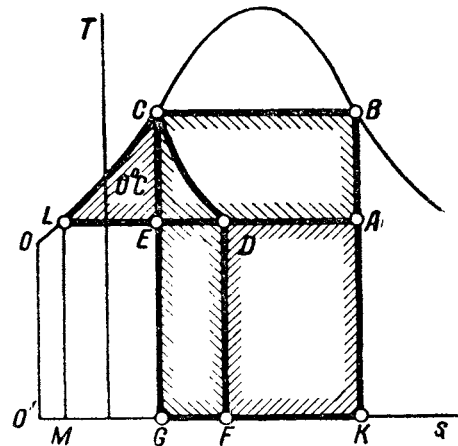
Цикл паровой компрессорной установки заключается в следующем.

Пары аммиака или другого рабочего тела при низкой температуре, соответствующей температуре охлаждаемого помещения, засасываются компрессором A (фиг. 15-5) и адиабатически сжимаются до давления, соответствующего температуре имеющейся в распоряжении охлаждающей воды. В Ts -диаграмме (фиг. 15-6) это сжатие соответствует адиабате AB .

Из компрессора пары аммиака поступают в охладитель (конденсатор) B , где при $p = \text{const}$ конденсируются (линия BC в диаграмме Ts), отдавая при этом скрытую теплоту парообразования охлаждающей воде.



Фиг. 15-5.



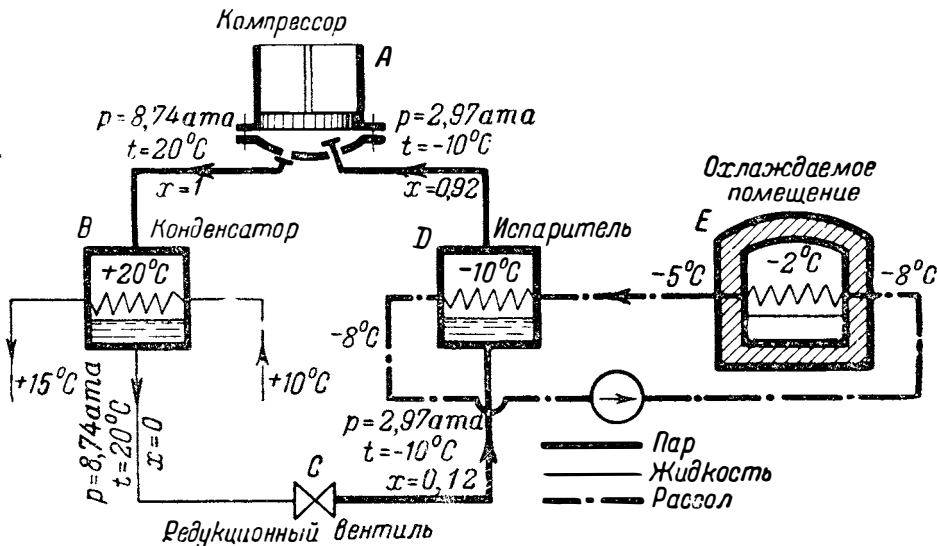
Фиг. 15-6.

В отличие от воздушной установки далее рабочее тело поступает не в расширительный цилиндр, а в редукционный вентиль *C*, где происходит мятие его, сопровождающееся падением давления и температуры. Конечное состояние изобразится в диаграмме *Ts* точкой *D*, причем пар в этом состоянии имеет то же теплосодержание, что и в точке *C*. В *Ts*-диаграмме точки *C* и *D* соединены линией постоянного теплосодержания *CD*. В точке *D* рабочее тело представляет собой смесь пара и жидкости небольшого паросодержания при температуре, соответствующей температуре охлаждаемого помещения. Эту смесь можно использовать как носитель холода, для этого ее нужно направить в охлаждаемое помещение, где, отнимая тепло, она будет испаряться. Получающийся пар вновь поступает в компрессор *A*. Практически же между паром

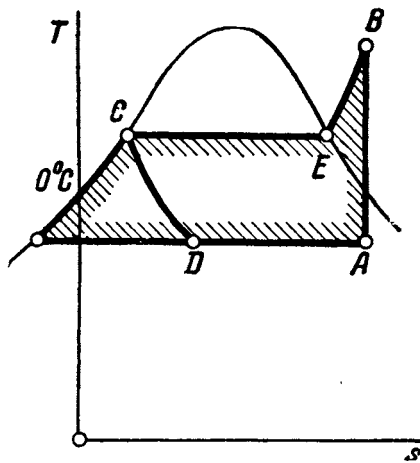
и охлаждаемым помещением вводят промежуточный носитель холода, в качестве которого употребляют *рассол*—не замерзающий при низких температурах раствор поваренной соли. В этом случае смесь пара и жидкости поступает в испаритель *D* (фиг. 15-7), где происходит испарение за счет отнятия тепла от рассола. Последний, охладившись здесь, поступает в охлаждаемое помещение *E*, где нагревается за счет отнятия тепла от тел, подлежащих охлаждению, и вновь поступает в испаритель.

Полученный в испарителе пар поступает в компрессор, и цикл вновь повторяется.

В действительных установках из испарителя выходит почти сухой пар (фиг. 15-6); при этом в конце сжатия пар может стать и несколько перегретым, как это изображено в цикле *CDABEC* (фиг. 15-8).



Фиг. 15-7.



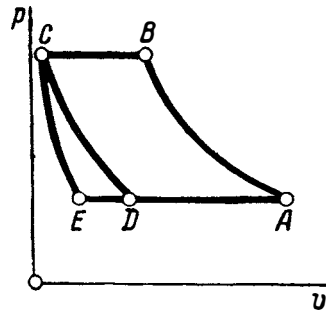
Фиг. 15-8

В pv -диаграмме цикл рабочего тела изобразится, как показано на фиг. 15-9, в нем AB —сжатие в компрессоре; BC —охлаждение в конденсаторе; CD —прохождение через редукционный вентиль, для которого можно принять $i_C = i_D$, и, наконец, DA —процесс парообразования в испарителе.

Замена расширительного цилиндра редукционным вентилем хотя и вызывает некоторую потерю в работе, зато дает возможность легкой регулировки, так как при помощи вентилей устанавливается необходимое давление соответственно желательной температуре. При наличии расширительного цилиндра процесс пошел бы по линии CE (фиг. 15-6 и 15-9). Конечное состояние рабочего тела в Ts - и pv -диаграммах в этом случае изобразилось бы точкой E вместо D (фиг. 15-6); таким образом теплосодержание рабочего тела перед поступлением в испаритель при наличии редукционного вентиле выше на разность $i_D - i_E$, которая измеряется площадью прямоугольника $EDFGE$. Это увеличение теплосодержания произошло за счет перехода возможной к получению работы в тепло, которое воспринято вновь рабочим телом. Таким образом площадка $EDFGE$ измеряет потерянную в редукционном вентиле работу (фиг. 15-6).

Вследствие восприятия рабочим телом тепла соответственно площадке $EDFGE$ холодильная производительность уменьшается и будет измеряться площадью прямоугольника $DAKFD$ вместо прямоугольника $EAKGE$ при наличии расширительного цилиндра.

Определим работу, затраченную в цикле. При наличии расширительного цилиндра она измерялась бы разностью работ, затраченной в компрессоре и полученной в расширитель-



Фиг. 15-9.

ном цилиндре, и в некотором масштабе равнялась бы площадке $CBAEC$ (фиг. 15-6). При отсутствии расширительного цилиндра работа цикла равна работе, затраченной в компрессоре, и по § 12-1 равна разности теплосодержаний:

$$A w_0 = i_B - i_A. \quad (15-2)$$

В pv -диаграмме эта работа изобразится площадкой $ABCD$ (фиг. 15-10).

Если в Ts -диаграмме изобразить кривую LC (фиг. 15-6), которая при принятых допущениях является одновременно изобарой жидкости и нижней пограничной кривой, то указанная разность теплосодержаний составит:

$$A w_0 = \text{пл. } O'OCBKO' - \text{пл. } O'OLAKO';$$

$$A w_0 = \text{пл. } LCBAL.$$

Таким образом холодильный коэффициент цикла

$$\varepsilon = \frac{\text{пл. } DAKFD}{\text{пл. } LCBAL}.$$

Здесь

$$\text{пл. } DAKFD = i_A - i_D = i_A - i_C,$$

так как линия CD есть линия равного теплосодержания и

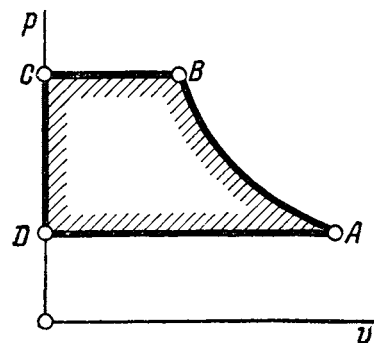
$$i_D = i_C.$$

Далее, как уже было указано,

$$\text{пл. } LCBAL = i_B - i_A.$$

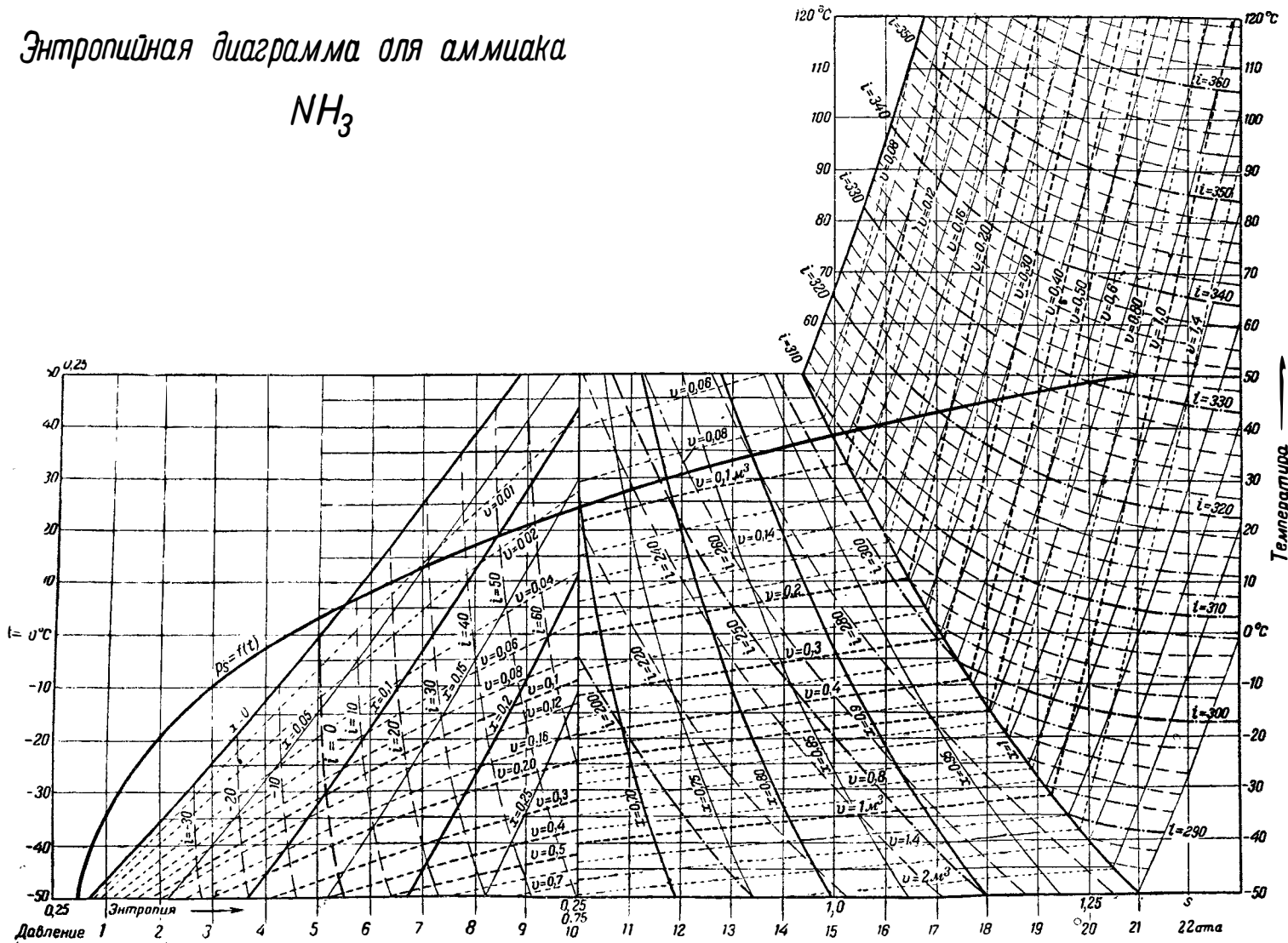
Таким образом

$$\varepsilon = \frac{i_A - i_C}{i_B - i_A}. \quad (15-3)$$



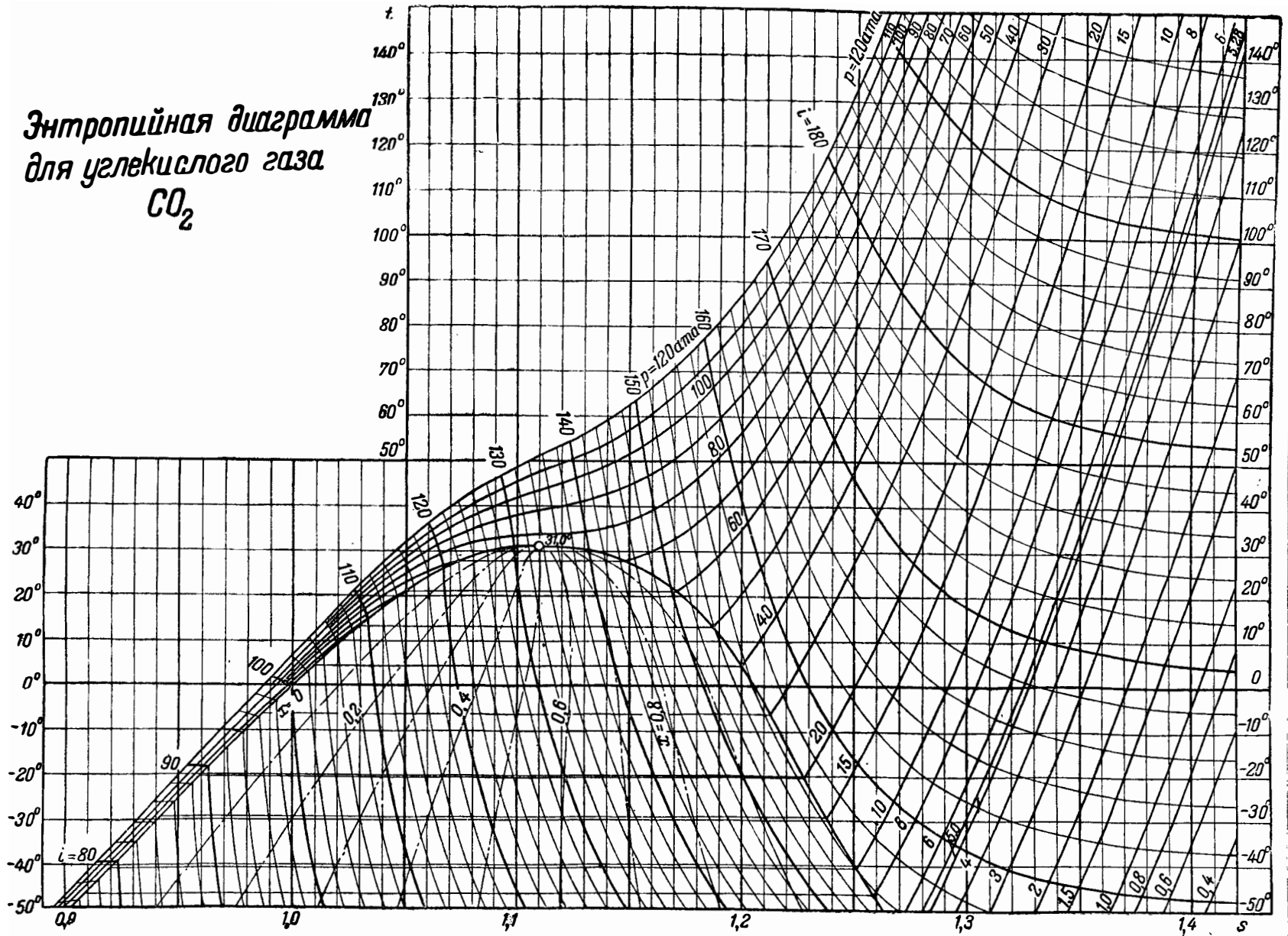
Фиг. 15-10.

Энтропийная диаграмма для аммиака NH_3



Фиг. 15-11.

**Энтروпийная диаграмма
для углекислого газа
CO₂**



Фиг. 15-12.

Для быстрого решения задач, относящихся к вопросам холодильной техники, удобно пользоваться графическим методом. Обычно применяют *is*-, *Ts*- или *ip*-диаграммы, которые приводятся в специальных курсах. Две такие диаграммы, *Ts*-диаграммы для аммиака и для углекислого газа, в сокращенном виде представлены на фиг. 15-11 и 15-12. [Значения изобар на фиг. 15-11 не приведены, они определяются при помощи кривой $p_s=f(t)$; см. пример 15-2.]

Сравнительные расчеты показывают значительные преимущества применения легкокипящих жидкостей перед воздухом. Прежде всего надо отметить значительно бóльшую удельную холодильную производительность легкокипящих жидкостей, что делает паровые холодильные установки более компактными и дешевыми, чем воздушные. Использование процессов кипения и конденсации приближает эти циклы к циклу Карно, а в эксплуатации помогает держать устойчивые температуры в охлаждаемом помещении.

Пример 15-1. Рассчитать цикл воздушно-холодильной установки, если $t_3=10^\circ\text{C}$; $t_1=-10^\circ\text{C}$; $p_1=1 \text{ атм}$; $p_2=5 \text{ атм}$ (фиг. 15-13).

Холодильный коэффициент установки, работающей по циклу Карно, для данных условий (фиг. 15-14):

$$\epsilon_K = \frac{T_1}{T_3 - T_1} = \frac{263}{283 - 263} = 13,15.$$

То же, для действительного цикла с идеальной машиной:

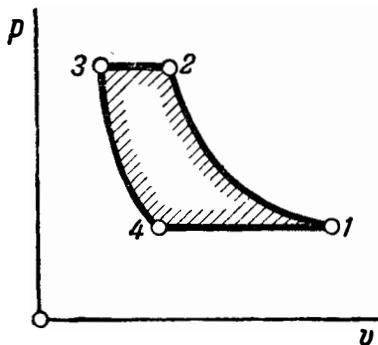
$$\epsilon = \frac{1}{\frac{k-1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1}\right) - 1} = \frac{1}{\frac{1,286}{5} - 1} = 1,73.$$

Температура в точке 2:

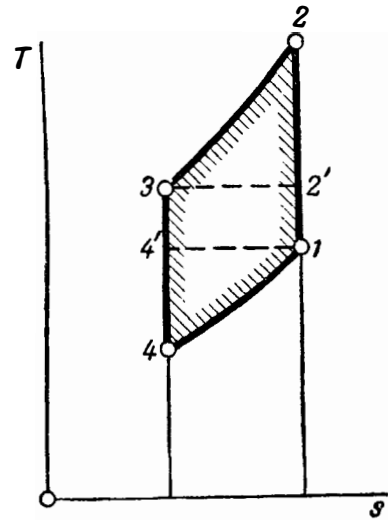
$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 263 \cdot 1,585 = 416^\circ\text{K}.$$

Затраченная работа в компрессоре ($c_p=0,24$).

$$A\omega_1 = c_p(T_2 - T_1) = 0,24(416 - 263) = 36,8 \text{ ккал/кг}.$$



Фиг. 15-13.



Фиг. 15-14.

Температура газа в точке 4:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{288}{1,585} = 179^\circ\text{K}.$$

Работа газа в расширительном цилиндре

$$A\omega_2 = c_p(T_3 - T_4) = 0,24(283 - 179) = 25,9 \text{ ккал/кг}.$$

Работа цикла

$$A\omega_0 = i_1 - i_2 = 36,8 - 25,2 = 11,6 \text{ ккал/кг}.$$

Холодильная производительность

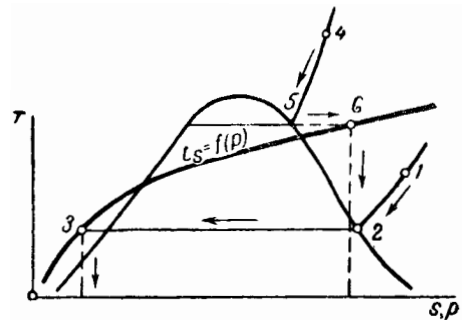
$$q_0 = c_p(T_1 - T_4) = 0,24(263 - 179) = 20,2 \text{ ккал/кг}.$$

Холодильный коэффициент

$$\epsilon = \frac{20,2}{11,6} = 1,73.$$

Пример 15-2. В *Ts*-диаграмме для аммиачного пара дана точка 1. Определить значение изобары, проходящей через эту точку (фиг. 15-15).

Определяем температуру насыщения пара, характеризуемого точкой 1. Для этого по изобаре 1 доходим до кривой насыщения и находим точку 2. Значение



Фиг. 15-15.

изотермы, проходящей через эту точку, дает искомую температуру насыщения. Далее находим точку пересечения полученной изотермы с кривой $p_s=f(t)$ —точку 3. Проектируя ее на ось абсцисс, на которой нанесены значения давлений, находим искомое значение для давления в точке 1.

Пример 15-3. В T_s -диаграмме дана точка 4. Определить значение изобары, проходящей через эту точку (фиг. 15-15).

Определяем температуру насыщения пара, характеризуемого точкой 4. Для этого по изобаре 4 доходим до кривой насыщения и находим точку 5. Значение изотермы, проходящей через эту точку, и дает искомую температуру насыщения. Далее находим точку пересечения полученной изотермы с кривой $p_s=f(t)$ —точку 6. Проектируя ее на ось абсцисс, на которой нанесены значения давлений, находим искомое значение для давления в точке 1.

Пример 15-4. Аммиачная машина работает при температуре испарения -10°C . Пар из испарителя выходит сухой насыщенный. Температура конденсации 20°C . Определить холодильный коэффициент. Как он изменится, если температура конденсации будет 30°C ?

Пользуясь T_s -диаграммой, определяем теплосодержание пара, засасываемого компрессором. По условию он сухой насыщенный, следовательно, точка, характеризующая его в T_s -диаграмме, определится в пересечении изотермы -10°C и верхней пограничной кривой (фиг. 15-16, точка 1). Пользуясь линиями $i=\text{const}$, определяем теплосодержание $i''=299$ ккал/кг.

Для определения значения изобары, проходящей через точку 1, проектируем точку ее пересечения с кривой $t_s=f(p)$ (точка 7) на ось p и находим $p_1=3$ ата.

Давление в конденсаторе определяется температурой конденсации $t_s=20^\circ\text{C}$. Для определения p_2 ищем точку 1, пересечения изотермы 20°C с кривой $t_s=f(p)$ (точка 8) и на оси давлений находим $p_s=8,7$ ата.

Для определения конечного теплосодержания пара (после выхода из компрессора) проводим адиабату от точки 1 до пересечения с изобарой $p \approx 8,7$ (точка 2), где находим $i_2=336$ ккал/кг.

Теплосодержание жидкого аммиака, выходящего из конденсатора (точка 4), составляет $i_4=22,5$ ккал/кг.

Через точку 4 проходит линия постоянного теплосодержания 4-5, так что $i_5=22,5$ ккал/кг.

Холодильная производительность составляет:

$$q_0=i_1-i_5=299-22,5=276,5 \text{ ккал/кг.}$$

Затраченная в компрессоре работа

$$A\omega_0=i_2-i_1=336-299=37 \text{ ккал/кг.}$$

Холодильный коэффициент

$$\epsilon = \frac{276,5}{37} = 7,5.$$

Если температура конденсации будет 30°C , то

$$p_2=11,6 \text{ ата;}$$

$$i_2=346 \text{ ккал/кг; } i_5=33,8 \text{ ккал/кг;}$$

$$q_0=299-33,8=265,2 \text{ ккал/кг;}$$

$$A\omega_0=346-299=47 \text{ ккал/кг;}$$

$$\epsilon = \frac{265,2}{47} = 5,7.$$

Пример 15-6. В углекислотной холодильной установке температура испарения -20°C . Пар из испарителя выходит сухой насыщенный. Температура конденсации 20°C . Определить холодильный коэффициент.

В T_s -диаграмме (фиг. 15-17) находим (для CO_2 изобары жидкости вблизи критической точки не совпадают с нижней пограничной кривой) теплосодержание пара, выходящего из испарителя:

$$i_1=56,0 \text{ ккал/кг;}$$

давление его

$$p_1=20 \text{ ата;}$$

давление пара после компрессора

$$p_2=58,5 \text{ ата;}$$

теплосодержание пара после компрессора

$$i_2=67,5 \text{ ккал/кг;}$$

теплосодержание жидкости после конденсатора

$$i_4=i_3=14,0 \text{ ккал/кг;}$$

холодильная производительность

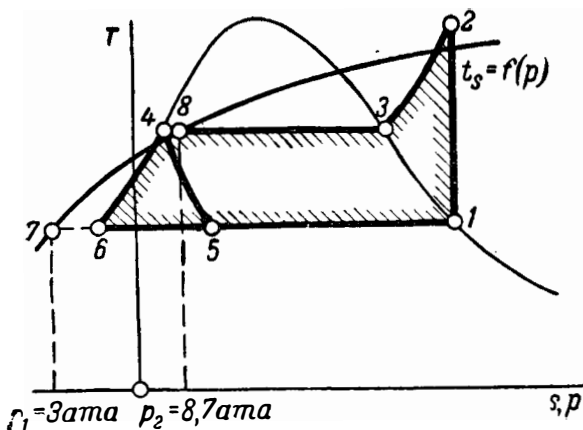
$$q_0=i_1-i_4=56-14,0=42,0 \text{ ккал/кг}$$

Затраченная в компрессоре работа

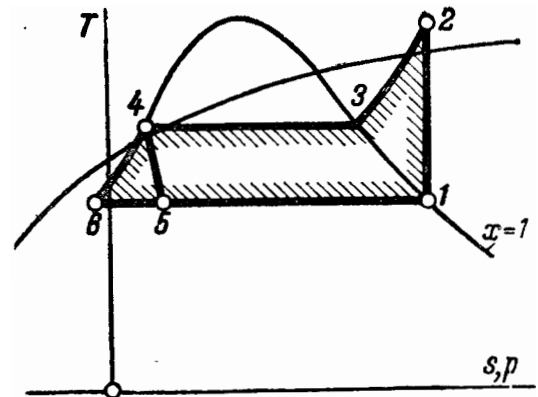
$$q_0=i_1-i_4=67,5-56=11,5 \text{ ккал/кг.}$$

Холодильный коэффициент

$$\epsilon = \frac{42,0}{11,5} = 3,65.$$



Фиг. 15-16.



Фиг. 15-17.

Задачи для самостоятельной проработки

Задача 15-1. Рассчитать цикл воздушно-холодильной установки, если

$$t_3 = 15^\circ\text{C}; t_1 = -10^\circ\text{C}; p_1 = 1 \text{ ага}; p_2 = 3 \text{ ага}$$

и сравнить полученные данные с результатами примера 15-1.

Задача 15-2. Аммиачная машина работает при температуре испарения -15°C . Пар из испарителя выходит сухой насыщенный. Температура конденсации 20°C . Определить холодильный коэффициент. Как он изменится, если температура конденсации будет 30°C ?

15-3. ПАРОЭЖЕКТОРНЫЕ И АБСОРБИЦИОННЫЕ ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

В двух предыдущих параграфах мы рассмотрели не самопроизвольный (не естественный) процесс, а обратный ему, который, как этого требует второй закон термодинамики, может протекать, если ему сопутствует какой-либо самопроизвольный (естественный) процесс. С точки зрения молекулярно-кинетической теории рассматриваемый холодильный процесс—это процесс, идущий от более вероятного состояния к менее вероятному, и в природе это может произойти, если параллельно с ним происходит какой-либо компенсирующий процесс, идущий от состояния ме-

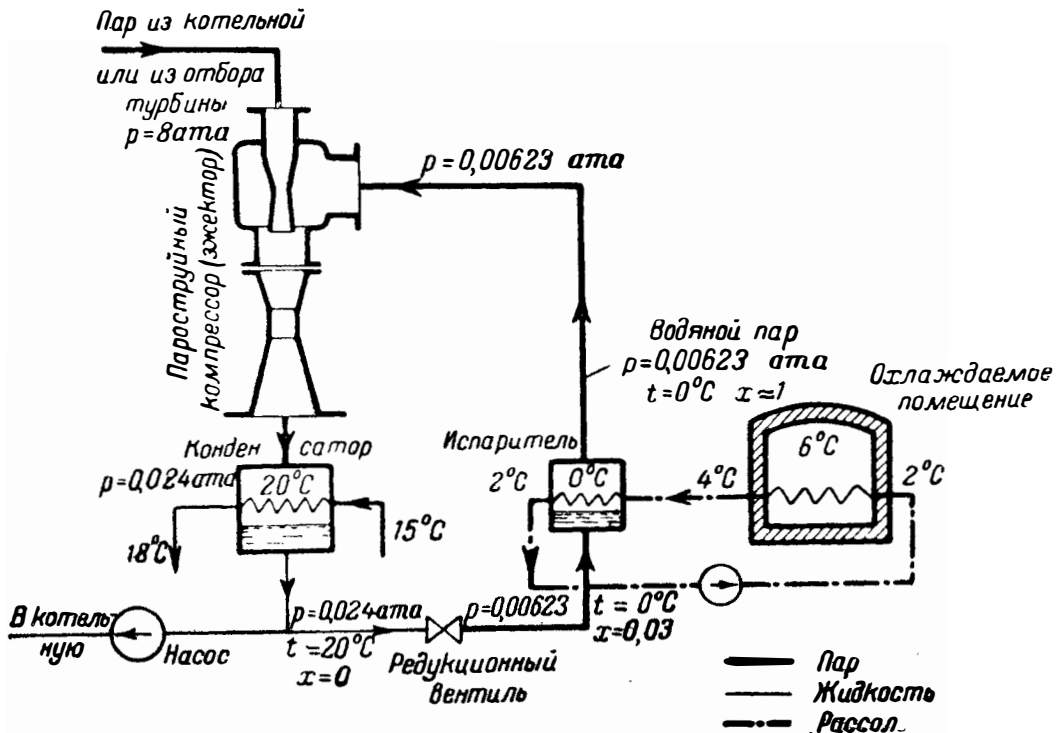
нее вероятного к состоянию более вероятному. При наличии такого процесса общая вероятность (энтропия) системы по крайней мере должна оставаться постоянной.

Таким компенсирующим процессом в уже рассмотренных параграфах был процесс перехода механической энергии в тепловую, что выражалось в наличии компрессора, который, потребляя энергию от внешней среды, превращал ее в тепловую, сообщал рабочему телу и передавал верхнему источнику.

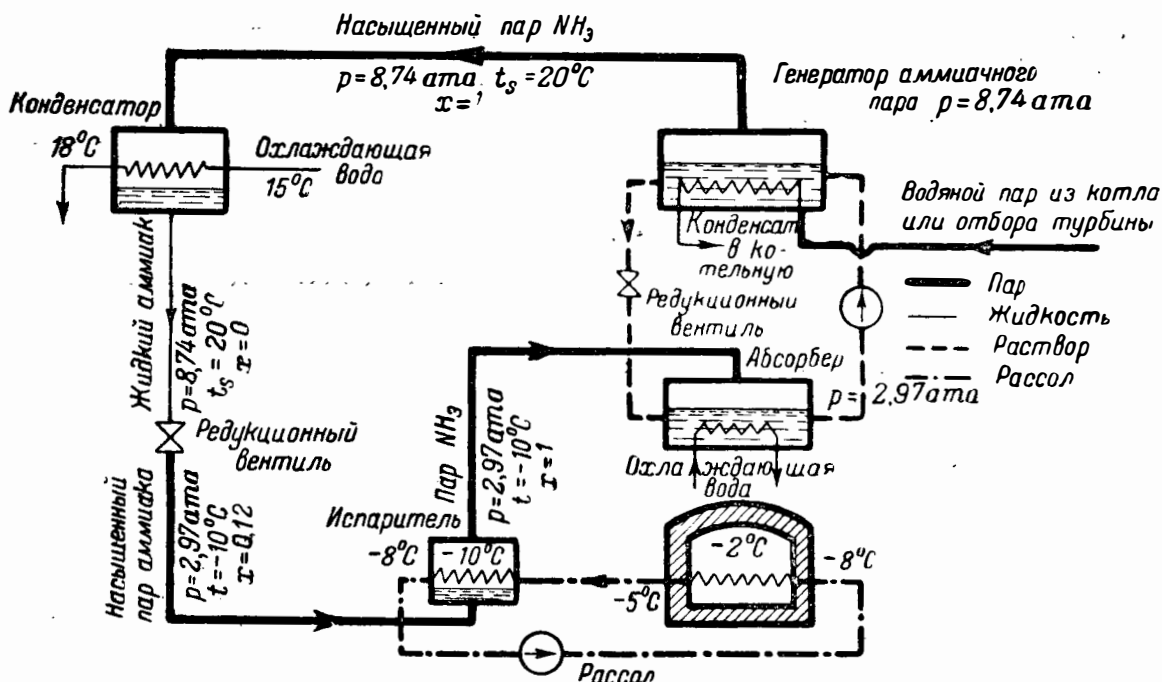
Бывают и другого рода холодильные установки. В них компенсирующим процессом служит самопроизвольный процесс перехода тепла от горячего тела к холодному; иначе говоря, такие холодильные установки расходуют не механическую, а тепловую энергию. Такая замена имеет большое значение в балансе теплоэлектростанций.

Холодильные установки, потребляющие для своего процесса тепловую энергию, бывают *пароэжекторные* и *абсорбционные*. На фиг. 15-18 дана схема пароэжекторной установки с указанием возможных температур и давлений.

Из испарителя пар рабочего тела (чаще всего водяной) при температуре, соответствующей температуре охлаждаемого помещения,



Фиг. 15-18.



Фиг. 15-19.

поступает в камеру смешения пароструйного компрессора (эжектора), в сопле которого происходит расширение пара, отбираемого из турбины. После смешения пар поступает в диффузор, в котором давление повышается так, что температура насыщения пара становится несколько выше температуры охлаждающей воды конденсатора, в который пар поступает из диффузора.

Из конденсатора вода поступает при помощи насоса частично в котел, а остальная — через регулирующий клапан в испаритель. В редукционном вентиле давление пара, а следовательно, и температура его понижается, и пар поступает в испаритель.

Исходя из свойств воды, давление пара в испарителе должно быть очень низким, так для получения температуры 0°C давление должно быть $0,00623 \text{ атм}$. Холодильный коэффициент этой установки можно представить как отношение количества тепла q_2 , полученного рабочим телом в испарителе от рассола, к количеству тепловой энергии, затраченной в установке.

Если расход тепла в эжекторе обозначить q_1 , то холодильный коэффициент установки без учета работы насоса, которая пренебрежимо мала, составит

$$\epsilon = \frac{q_2}{q_1} \quad (15-4)$$

В холодильных абсорбционных установках используют свойство некоторых тел поглощать (абсорбировать) другие тела, сравнительно легкокипящие. В результате получается *раствор*; первое тело называют *абсорбентом*, второе — *холодильным агентом*.

Мы рассмотрим здесь систему вода — аммиак, в которой первое тело — абсорбент, второе — холодильный агент.

Свойства растворов, рассмотренные в § 12-4, относятся и к водо-аммиачному раствору. Отличает последний от ранее рассмотренных то, что в этом растворе оба компонента летучие, и поэтому при кипячении, хотя точки кипения обоих тел и разнятся, над жидким раствором получается пар, представляющий собой смесь обоих компонентов и, как показывает опыт, другой, чем в жидкой фазе, концентрации.

Принцип работы холодильной абсорбционной установки заключается в следующем (фиг. 15-19).

В испарителе из конденсатора поступает через редукционный вентиль холодильный агент, в данном случае пар аммиака малой степени сухости. Здесь за счет тепла, отнимаемого у охлаждаемого помещения, происходит испарение аммиака и почти в сухом состоянии он поступает в абсорбер, где поглощается водо-аммиачным раствором, имеющим

более высокую температуру. Выделяющаяся теплота растворения отводится охлаждающей водой. Концентрированный раствор аммиака отсюда насосом подается в генератор (кипятильник), где за счет подводимого тепла происходит выпаривание аммиака из раствора. Пар аммиака поступает в конденсатор, а слабый раствор—из генератора в абсорбер. В конденсаторе при помощи воды, имеющей температуру окружающей среды, аммиак конденсируется. В дальнейшем через редукционный вентиль, в котором происходит снижение давления и связанное с этим некоторое испарение, аммиак поступает в испаритель и цикл вновь повторяется.

Давление аммиака в генераторе соответствует температуре охлаждающей воды, используемой в конденсаторе, а давление пара аммиака в абсорбере соответствует температуре охлаждаемого помещения.

Так, если температура охлаждающей воды 20°C , то давление аммиака в генераторе $8,74 \text{ ата}$ (не считая потерь давления в трубопроводах и потерь температурного напора в конденсаторе); если температура в испарителе -10°C , то давление в абсорбере $2,97 \text{ ата}$. В охлаждаемом помещении температура выше на величину потери температурного напора.

Таким образом от охлаждаемого помещения отнимается количество тепла q_2 , определяемое изменением теплосодержания аммиака в испарителе. Расход энергии составляет расход тепла q_1 в генераторе. Отсюда, как и в предыдущем случае,

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1} \quad (15-5)$$

Как видно, холодильные коэффициенты (15-4) и (15-5) имеют иной смысл, чем ранее введенные в § 15-1 и § 15-2, которые учитывали расход механической энергии на перенос тепловой энергии из нижнего источника в верхний. Для того, чтобы холодильным коэффициентам рассматриваемых здесь установок придать такой же смысл, как и ранее, следовало бы в знаменатель формул (15-4) и (15-5) подставить значение механической энергии, могущей быть полученной в конденсационной установке за счет тепла.

Литература

- А. К. Тимирязев, Кинетическая теория материи, Учпедгиз, 1939 г.
 А. Ландау и Е. Лифшиц, Статистическая физика, ГТТИ, 1940 г.
 К. Шефер, Теория теплоты, ГТТИ, 1933 г.
 Гиншельвуд, Термодинамика, ОНТИ, 1933 г.
 А. И. Бродский, Физическая химия, Химиздат, 1944 г.
 А. В. Раковский, Курс физической химии, Химиздат, 1939 г.
 Н. Быков, Термодинамика, ГИЗ, 1928 г.
 В. Шюлле, Техническая термодинамика, ОНТИ, 1935 г.
 Н. В. Иноземцев, Основы термодинамики и кинетики химических реакций. Издание Военной академии им. Сталина, 1940 г.
 А. В. Квасников, Задачи и упражнения по технической термодинамике, ОНТИ, 1934 г.
 М. В. Носов и Н. А. Кутырин, Сборник задач по технической термодинамике, ОНТИ, 1934 г.
 Ernst Schmidt, Einführung in die technische Thermodynamik; Fr. Bosnjakovic, Technische Thermodynamik, 1937.

ПРИЛОЖЕНИЯ

ТАБЛИЦА 1

Насыщенный водяной пар (по температурам)

t °C	p кг/см ²	v' м ³ /кг	v'' м ³ /кг	i'' ккал/кг	i' ккал/кг	i'' ккал/кг	r ккал/кг	s' ккал/кг·град.	s'' ккал/кг·град.
0	0,006228	0,0010002	206,3	0,004846	0	597,2	597,2	0	2,1863
5	0,008890	0,0010000	147,2	0,006795	5,03	599,4	594,4	0,0182	2,1551
10	0,012513	0,0010004	106,4	0,009396	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	586,0	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	0,0010044	32,93	0,03036	30,00	610,4	580,4	0,1042	2,0187
35	0,05733	0,0010061	25,25	0,03960	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	0,0010099	15,28	0,06544	44,96	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	0,16051	0,0010145	9,584	0,1043	54,94	621,0	566,1	0,1833	1,9085
60	0,2031	0,0010171	6,682	0,1302	59,94	623,2	563,3	0,1984	1,8891
65	0,2550	0,0010199	6,206	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	0,3931	0,0010258	4,136	0,2418	74,94	629,3	554,4	0,2425	1,8349
80	0,4829	0,0010290	3,410	0,2933	79,95	631,3	551,3	0,2567	1,8178
85	0,5894	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	0,0010396	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	0,9650	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	2,3666	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	518,9	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	652,5	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	1,5911
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
200	15,857	0,0011565	0,1273	7,857	203,5	667,0	463,5	0,5562	1,5358
205	17,585	0,0011645	0,1151	8,687	208,9	667,7	458,8	0,5675	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	427,6	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

Продолжение приложения I

t °C	p кг/см ²	v' м ³ /кг	v'' м ³ /кг	γ'' кг/м ³	i' ккал/кг	i'' ккал/кг	r ккал/кг	s' ккал/кг·град.	s'' ккал/кг·град.
250	40,56	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	656,1	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	0,01541	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	148,96	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	1,2263
360	190,42	0,001907	0,006963	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
375	225,2	0,00279	0,00365	274	488	523	35	1,04	1,09

Параметры критической точки:

Температура 374,2 °C
 Давление 225,5 кг/см²
 Объем 0,00307 м³/кг

Приложение II

ТАБЛИЦА II

Насыщенный водяной пар (по давлениям)

p	t	v'	v''	γ''	i'	i''	r	s'	s''
0,010	6,698	0,0010001	131,7	0,007595	6,73	600,1	593,4	0,0243	2,1447
0,015	12,737	0,0010007	89,64	0,01116	12,78	602,8	590,0	0,0457	2,1096
0,020	17,204	0,0010013	68,27	0,01465	17,24	604,8	587,6	0,0612	2,0847
0,025	20,776	0,0010020	55,28	0,01809	20,80	606,4	585,6	0,0735	2,0655
0,030	23,772	0,0010027	46,53	0,02149	23,79	607,7	583,9	0,0836	2,0499
0,035	26,359	0,0010034	40,23	0,02486	26,37	608,8	582,4	0,0923	2,0366
0,040	28,641	0,0010041	35,46	0,02820	28,65	609,8	581,1	0,0998	2,0253
0,045	30,69	0,0010047	31,73	0,03152	30,69	610,7	580,0	0,1065	2,0153
0,050	32,55	0,0010053	28,73	0,03481	32,55	611,5	578,9	0,1126	2,0064
0,060	35,82	0,0010064	24,19	0,04134	35,81	612,9	577,1	0,1232	1,9908
0,070	38,66	0,0010074	20,92	0,04780	38,64	614,1	575,5	0,1324	1,9779
0,080	41,16	0,0010084	18,45	0,05421	41,14	615,2	574,1	0,1402	1,9664
0,090	43,41	0,0010093	16,51	0,06056	43,38	616,2	572,8	0,1474	1,9564

p	t	v'	v''	γ''	i'	i''	r	s'	s''
0,10	45,45	0,0010101	14,95	0,06688	45,41	617,0	571,6	0,1538	1,9478
0,11	47,33	0,0010108	13,67	0,07315	47,29	617,8	570,5	0,1596	1,9399
0,12	49,06	0,0010116	12,60	0,07938	49,01	618,5	569,5	0,1650	1,9326
0,13	50,67	0,0010123	11,68	0,08559	50,62	619,2	568,6	0,1700	1,9259
0,14	52,18	0,0010130	10,89	0,09177	52,13	619,9	567,8	0,1747	1,9197
0,15	53,60	0,0010137	10,21	0,09791	53,54	620,5	567,0	0,1790	1,9140
0,20	59,67	0,0010170	7,795	0,1283	59,61	623,1	563,5	0,1974	1,8903
0,25	64,56	0,0010196	6,322	0,1582	64,49	625,1	560,6	0,2120	1,8718
0,30	68,68	0,0010221	5,328	0,1877	68,61	626,8	558,2	0,2241	1,8567
0,40	75,42	0,0010261	4,069	0,2458	75,36	629,5	554,1	0,2437	1,8334
0,50	80,86	0,0010296	3,301	0,3029	80,81	631,6	550,8	0,2592	1,8150
0,60	85,45	0,0010326	2,783	0,3594	85,41	633,4	548,0	0,2721	1,8001
0,70	89,45	0,0010355	2,409	0,4152	89,43	634,9	545,5	0,2832	1,7874
0,80	92,99	0,0010381	2,125	0,4705	92,99	636,2	543,2	0,2930	1,7767
0,90	96,18	0,0010405	1,904	0,5253	96,19	637,4	541,2	0,3018	1,7673
1,0	99,09	0,0010428	1,725	0,5797	99,12	638,5	539,4	0,3096	1,7587
1,1	101,76	0,0010449	1,578	0,6337	101,81	639,4	537,6	0,3168	1,7510
1,2	104,25	0,0010468	1,455	0,6875	104,32	640,3	536,0	0,3235	1,7440
1,3	106,56	0,0010487	1,350	0,7410	106,66	641,2	534,5	0,3297	1,7375
1,4	108,74	0,0010504	1,259	0,7942	108,85	642,0	533,1	0,3354	1,7315
1,5	110,79	0,0010521	1,180	0,8472	110,92	642,8	531,9	0,3408	1,7260
1,6	112,73	0,0010537	1,111	0,8999	112,89	643,5	530,6	0,3459	1,7209
1,7	114,57	0,0010553	1,050	0,9524	114,76	644,1	529,3	0,3508	1,7161
1,8	116,33	0,0010569	0,9952	1,005	116,54	644,7	528,2	0,3554	1,7115
1,9	118,01	0,0010584	0,9460	1,057	118,24	645,3	527,1	0,3597	1,7071
2,0	119,62	0,0010599	0,9016	1,109	119,87	645,8	525,9	0,3638	1,7029
2,1	121,16	0,0010614	0,8613	1,161	121,4	646,3	524,9	0,3677	1,6989
2,2	122,65	0,0010628	0,8246	1,213	122,9	646,8	523,9	0,3715	1,6952
2,3	124,08	0,0010641	0,7910	1,264	124,4	647,3	522,9	0,3751	1,6917
2,4	125,46	0,0010654	0,7601	1,316	125,8	647,8	522,0	0,3786	1,6884
2,5	126,79	0,0010666	0,7316	1,367	127,2	648,3	521,1	0,3820	1,6851
2,6	128,08	0,0010678	0,7052	1,418	128,5	648,7	520,2	0,3853	1,6819
2,7	129,34	0,0010690	0,6806	1,469	129,8	649,1	519,3	0,3884	1,6788
2,8	130,55	0,0010701	0,6578	1,520	131,0	649,5	518,5	0,3914	1,6759
2,9	131,73	0,0010713	0,6365	1,571	132,2	649,9	517,7	0,3944	1,6730
3,0	132,88	0,0010725	0,6166	1,622	133,4	650,3	516,9	0,3973	1,6703
3,1	134,00	0,0010736	0,5979	1,673	134,5	650,6	516,1	0,4001	1,6676
3,2	135,08	0,0010747	0,5804	1,723	135,6	650,9	515,3	0,4028	1,6650
3,3	136,14	0,0010758	0,5639	1,773	136,7	651,2	514,5	0,4055	1,6625
3,4	137,18	0,0010769	0,5483	1,824	137,8	651,6	513,8	0,4081	1,6601
3,5	138,19	0,0010780	0,5335	1,874	138,8	651,9	513,1	0,4106	1,6579
3,6	139,18	0,0010790	0,5196	1,925	139,8	652,2	512,4	0,4130	1,6557
3,7	140,15	0,0010799	0,5064	1,975	140,8	652,5	511,7	0,4153	1,6536
3,8	141,09	0,0010809	0,4939	2,025	141,8	652,8	511,0	0,4176	1,6514
3,9	142,02	0,0010818	0,4820	2,075	142,7	653,1	510,4	0,4199	1,6494
4,0	142,92	0,0010828	0,4706	2,125	143,6	653,4	509,8	0,4221	1,6474
4,1	143,81	0,0010837	0,4598	2,175	144,5	653,7	509,2	0,4243	1,6454
4,2	144,68	0,0010846	0,4495	2,225	145,4	653,9	508,5	0,4264	1,6435
4,3	145,54	0,0010856	0,4397	2,274	146,3	654,2	507,9	0,4285	1,6416
4,4	146,38	0,0010865	0,4303	2,324	147,2	654,4	507,2	0,4306	1,6398
4,5	147,20	0,0010875	0,4213	2,374	148,0	654,7	506,7	0,4326	1,6380
5,0	151,11	0,0010918	0,3816	2,621	152,1	655,8	503,7	0,4422	1,6297
6,0	158,08	0,0010399	0,3213	3,112	159,3	657,8	498,5	0,4591	1,6151
7,0	164,17	0,0011072	0,2778	3,600	165,6	659,4	493,8	0,4737	1,6029
8,0	169,61	0,0011140	0,2448	4,085	171,3	660,8	489,5	0,4865	1,5922
9,0	174,53	0,0011203	0,2189	4,568	176,4	662,0	485,6	0,4980	1,5827

Продолжение приложения II

p	t	v'	v''	γ''	i'	i''	r	s'	s''
10,0	179,04	0,0011262	0,1981	5,049	181,2	663,0	481,8	0,5085	1,5740
11,0	183,20	0,0011318	0,1808	5,530	185,6	663,9	478,3	0,5180	1,5661
12,0	187,08	0,0011373	0,1664	6,010	189,7	664,7	475,0	0,5269	1,5592
13,0	191,71	0,0011425	0,1541	6,488	193,5	665,4	471,9	0,5352	1,5526
14,0	194,13	0,0011476	0,1435	6,967	197,1	666,0	468,9	0,5430	1,5464
15,0	197,36	0,0011524	0,1343	7,446	200,6	663,6	436,0	0,5503	1,5406
16,0	200,43	0,0011571	0,1262	7,925	203,9	667,1	463,2	0,5572	1,5351
17,0	203,35	0,0011619	0,1190	8,405	207,1	667,5	460,4	0,5633	1,5300
18,0	206,14	0,0011663	0,1126	8,886	210,1	667,9	457,8	0,5701	1,5251
19,0	208,81	0,0011707	0,1068	9,366	213,0	668,2	455,2	0,5761	1,5205
20,0	211,38	0,0011751	0,1016	9,846	215,8	668,5	452,7	0,5820	1,5160
21,0	213,85	0,0011794	0,0968	10,33	218,5	668,7	450,2	0,5875	1,5118
22,0	216,23	0,0011834	0,09251	10,81	221,2	668,9	447,7	0,5923	1,5078
23,0	218,53	0,0011874	0,08856	11,29	223,6	669,1	445,5	0,5978	1,5038
24,0	220,75	0,0011914	0,08492	11,78	226,1	669,3	443,2	0,6026	1,5000
25,0	222,90	0,0011952	0,08157	12,26	228,5	669,4	440,9	0,6074	1,4952
26,0	224,99	0,0011991	0,07846	12,75	230,8	669,5	438,7	0,6120	1,4926
27,0	227,01	0,0012029	0,07557	13,23	233,0	669,6	436,6	0,6164	1,4891
28,0	223,98	0,0012068	0,07288	13,72	235,2	669,6	434,4	0,6206	1,4857
29,0	230,89	0,0012106	0,07037	14,21	237,4	669,7	432,3	0,6248	1,4825
31	232,76	0,0012142	0,06802	14,70	239,5	669,7	430,2	0,6290	1,4793
32	236,35	0,0012214	0,06375	15,69	243,6	669,7	426,1	0,6368	1,4732
34	239,77	0,0012285	0,05995	16,68	247,5	669,6	422,1	0,6443	1,4673
36	243,04	0,0012355	0,05658	17,68	251,2	669,5	418,3	0,6515	1,4617
38	246,17	0,0012424	0,05353	18,68	254,8	669,3	414,5	0,6584	1,4564
40	249,18	0,0012493	0,05078	19,69	258,2	669,0	410,8	0,6649	1,4513
42	252,07	0,0012561	0,04828	20,71	261,6	668,8	407,2	0,6712	1,4463
44	254,87	0,0012627	0,04601	21,73	264,9	668,4	403,5	0,6773	1,4415
46	257,56	0,0012695	0,04393	22,76	268,0	668,0	400,0	0,6832	1,4369
48	260,17	0,0012762	0,04201	23,80	271,2	667,7	396,5	0,6889	1,4324
50	262,70	0,0012828	0,04024	24,85	274,2	667,3	393,1	0,6944	1,4280
55	268,69	0,0012989	0,03636	27,50	281,4	666,2	384,8	0,7075	1,4176
60	274,29	0,0013150	0,03310	30,21	288,4	665,0	376,6	0,7196	1,4078
65	279,54	0,0013307	0,03033	32,97	294,8	663,6	368,8	0,7311	1,3986
70	284,48	0,0013467	0,02795	35,78	300,9	662,1	361,2	0,7420	1,3897
75	289,17	0,0013525	0,02587	38,66	307,0	660,5	353,5	0,7524	1,3813
80	293,62	0,0013786	0,02404	41,50	312,6	658,9	346,3	0,7623	1,3731
85	297,86	0,0013951	0,02241	44,62	318,2	657,0	338,8	0,7718	1,3654
90	301,92	0,001412	0,02096	47,71	323,6	655,1	331,5	0,7810	1,3576
95	305,80	0,001428	0,01964	50,91	328,8	653,2	324,4	0,7898	1,3500
100	309,53	0,001445	0,01845	54,21	334,0	651,1	317,1	0,7983	1,3424
110	316,58	0,001480	0,01637	61,08	344,0	646,7	302,7	0,8147	1,3279
120	323,15	0,001518	0,01462	68,42	353,9	641,9	288,0	0,8306	1,3138
130	329,30	0,001558	0,01312	76,23	363,0	636,6	273,6	0,8458	1,2998
140	335,09	0,001599	0,01181	84,68	372,4	631,0	258,6	0,8606	1,2858
150	340,56	0,001646	0,01065	93,90	381,7	624,9	243,2	0,8749	1,2713
160	345,74	0,001699	0,009616	104,0	390,8	618,3	227,5	0,8892	1,2564
170	350,66	0,001756	0,008680	115,2	400,3	610,8	210,5	0,9035	1,2411
180	355,35	0,01821	0,007809	128,0	410,2	602,5	192,3	0,9186	1,2251
190	359,82	0,001902	0,006994	143,0	420,4	593,2	172,8	0,9347	1,2081
200	364,08	0,00201	0,00620	161,2	431,5	582,3	150,8	0,9514	1,1883
210	368,16	0,00214	0,00539	185,7	444,7	568,1	123,4	0,9714	1,1636
220	372,1	0,00239	0,00449	223	463,4	547	84	1,002	1,131
224	373,6	0,00261	0,00394	254	478	532	54	1,022	1,10

Числа слева от ступенчатой линии относятся к воде.

P кг/см ²	$t^{\circ}C$	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°
0,05	<i>v</i>	29,42	31,31	33,19	35,08	36,96	38,85	40,73	42,62	44,50	46,39	48,27	50,15	52,04	53,92
	<i>i</i>	615,4	624,5	633,5	642,5	651,5	660,6	669,8	678,9	688,1	697,3	706,5	715,9	725,3	734,6
	<i>s</i>	2,0175	2,0453	2,0716	2,0964	2,1200	2,1425	2,1641	2,1847	2,2045	2,2236	2,2420	2,2599	2,2771	2,2939
0,06	<i>v</i>	24,50	26,08	27,65	29,23	30,80	32,37	33,94	35,51	37,08	38,65	40,22	41,79	43,36	44,93
	<i>i</i>	615,4	624,4	633,5	642,5	651,5	660,6	669,7	678,9	688,0	697,3	706,5	715,9	725,3	734,6
	<i>s</i>	1,9372	2,0252	2,0514	2,0763	2,0999	2,1224	2,1439	2,1646	2,1844	2,2035	2,2219	2,2397	2,2570	2,2738
0,07	<i>v</i>	21,00	22,35	23,71	25,06	26,40	27,75	29,09	30,43	31,78	33,12	34,47	35,82	37,16	38,51
	<i>i</i>	615,3	624,4	633,5	642,5	651,5	660,6	669,7	678,8	688,0	697,3	706,5	715,9	725,2	734,6
	<i>s</i>	1,9801	2,0031	2,0344	2,0593	2,0829	2,1054	2,1270	2,1476	2,1674	2,1865	2,2049	2,2228	2,2400	2,2568
0,08	<i>v</i>	1,0079	19,56	20,74	21,92	23,10	24,28	25,46	26,64	27,82	28,99	30,17	31,35	32,52	33,70
	<i>i</i>	40,0	624,4	633,5	642,5	651,4	660,6	669,7	678,8	688,0	697,3	706,5	715,9	725,2	734,6
	<i>s</i>	0,1365	1,9932	2,0195	2,0441	2,0680	2,0906	2,1121	2,1327	2,1525	2,1717	2,1901	2,2079	2,2252	2,2420
0,09	<i>v</i>	1,0079	17,38	18,43	19,48	20,53	21,58	22,62	23,67	24,72	25,77	26,81	27,86	28,91	29,95
	<i>i</i>	40,0	624,2	633,3	642,3	651,3	660,5	669,5	678,7	687,9	697,1	706,4	715,7	725,1	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,9872	2,0065	2,0314	2,0550	2,0776	2,0991	2,1197	2,1395	2,1587	2,1771	2,1949	2,2122	2,2290
0,10	<i>v</i>	1,0079	15,64	16,58	17,53	18,47	19,42	20,36	21,30	22,24	23,19	24,13	25,07	26,02	26,96
	<i>i</i>	40,0	624,1	633,3	642,3	651,3	660,4	669,5	678,7	687,9	697,1	706,4	715,7	725,1	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,9685	1,9948	2,0198	2,0434	2,0659	2,0875	2,1081	2,1279	2,1470	2,1655	2,1833	2,2006	2,2174
0,12	<i>v</i>	1,0079	13,02	13,81	14,60	15,39	16,18	16,96	17,75	18,54	19,32	20,11	20,89	21,68	22,46
	<i>i</i>	40,0	624,1	633,3	642,3	651,3	660,4	669,5	678,7	687,9	697,1	706,4	715,7	725,1	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,9482	1,9746	1,9996	2,0232	2,0458	2,0673	2,0881	2,1079	2,1270	2,1455	2,1633	2,1806	2,1973
0,14	<i>v</i>	1,0079	11,16	11,84	12,51	13,19	13,86	14,54	15,21	15,88	16,56	17,23	17,90	18,58	19,25
	<i>i</i>	40,0	624,0	633,2	642,3	651,3	660,4	669,5	678,7	687,9	697,1	706,4	715,7	725,1	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,9310	1,9575	1,9825	2,0062	2,0287	2,0503	2,0709	2,0908	2,1099	2,1283	2,1462	2,1635	2,1803
0,16	<i>v</i>	1,0079	9,759	10,36	10,95	11,54	12,13	12,72	13,31	13,90	14,49	15,07	15,66	16,25	16,84
	<i>i</i>	40,0	623,9	633,2	642,2	651,2	660,3	669,5	678,6	687,8	697,1	706,3	715,7	725,0	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,9160	1,9427	1,9678	1,9914	2,0139	2,0355	2,0562	2,0760	2,0952	2,1137	2,1314	2,1487	2,1655
0,18	<i>v</i>	1,0079	8,669	9,200	9,728	10,25	10,78	11,30	11,83	12,35	12,87	13,40	13,92	14,45	14,97
	<i>i</i>	40,0	623,8	633,1	642,2	651,2	660,3	669,4	678,6	687,8	697,0	706,3	715,7	725,0	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,9027	1,9296	1,9546	1,9783	2,0009	2,0225	2,0431	2,0630	2,0821	2,1006	2,1184	2,1357	2,1526
0,20	<i>v</i>	1,0079	7,797	8,277	8,752	9,226	9,699	10,17	10,64	11,11	11,58	12,06	12,53	13,00	13,47
	<i>i</i>	40,0	623,7	633,0	642,1	651,2	660,3	669,4	678,6	687,8	697,0	706,3	715,7	725,0	734,5
	<i>s</i>	0,1365	1,8908	1,9178	1,9429	1,9667	1,9892	2,0108	2,0315	2,0513	2,0705	2,0890	2,1068	2,1241	2,1410
0,22	<i>v</i>	1,0079	1,0171	7,521	7,954	8,385	8,815	9,245	9,675	10,10	10,53	10,96	11,39	11,82	12,24
	<i>i</i>	40,0	59,9	632,9	642,1	651,1	660,3	669,4	678,6	687,8	697,0	706,3	715,6	725,0	734,5
	<i>s</i>	0,1365	0,1984	1,9072	1,9323	1,9561	1,9787	2,0003	2,0210	2,0408	2,0600	2,0784	2,0963	2,1136	2,1305
0,24	<i>v</i>	1,0079	1,0171	6,893	7,290	7,685	8,080	8,474	8,869	9,262	9,656	10,05	10,45	10,84	11,23
	<i>i</i>	40,0	59,9	632,8	641,9	651,0	660,1	669,3	678,4	687,6	696,9	706,2	715,5	724,9	734,4
	<i>s</i>	0,1365	0,1984	1,8975	1,9227	1,9464	1,9691	1,9907	2,0113	2,0312	2,0504	2,0688	2,0867	2,1041	2,1208
0,26	<i>v</i>	1,0079	1,0171	6,359	6,727	7,092	7,456	7,821	8,184	8,549	8,912	9,276	9,639	10,00	10,37
	<i>i</i>	40,0	59,9	632,7	641,9	651,0	660,1	669,2	678,4	687,6	696,9	706,2	715,5	724,9	734,4
	<i>s</i>	0,1365	0,1984	1,8885	1,9138	1,9375	1,9602	1,9818	2,0025	2,0223	2,0415	2,0600	2,0778	2,0951	2,1121
0,28	<i>v</i>	1,0079	1,0171	5,903	6,244	6,584	6,922	7,261	7,598	7,936	8,274	8,612	8,950	9,287	9,624
	<i>i</i>	40,0	59,9	632,6	641,8	650,9	660,1	669,2	678,4	687,6	696,9	706,1	715,5	724,9	734,3
	<i>s</i>	0,1365	0,1984	1,8801	1,9054	1,9292	1,9519	1,9735	1,9941	2,0141	2,0333	2,0518	2,0697	2,0870	2,1037

ЦА III Приложение III
 водяной пар
 Для последней v' выражено в $\text{дм}^3/\text{кг}$

320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	540°	550°	$t^{\circ}\text{C}$	$\frac{p}{\text{кг/с.м}^2}$
55,80 744,1 2,3102	57,69 753,6 2,3260	59,57 763,3 2,3415	61,46 773,0 2,3566	63,33 782,7 2,3713	65,21 792,6 2,3858	67,09 802,6 2,4000	68,98 812,6 2,4139	70,86 822,7 2,4275	72,74 832,9 2,4409	74,62 843,2 2,4540	76,51 853,6 2,4670	77,45 858,8 2,4734	v i s	0,05
16,50 714,1 2,2901	48,07 753,6 2,3059	49,64 763,3 2,3214	51,20 773,0 2,3365	52,78 782,7 2,3512	54,35 792,6 2,3657	55,92 802,6 2,3799	57,48 812,6 2,3938	59,05 822,7 2,4074	60,62 832,9 2,4208	62,18 843,2 2,4339	63,76 853,6 2,4469	64,54 858,8 2,4533	v i s	0,05
39,85 744,1 2,2731	41,20 753,6 2,2889	42,54 763,2 2,3044	43,89 773,0 2,3195	45,23 782,7 2,3342	46,58 792,6 2,3487	47,92 802,5 2,3628	49,26 812,6 2,3768	50,61 822,7 2,3904	51,96 832,9 2,4038	53,30 843,2 2,4169	54,65 853,6 2,4299	55,32 858,8 2,4363	v i s	0,07
34,88 744,0 2,2582	36,05 753,6 2,2741	37,23 763,2 2,2896	38,41 772,9 2,3046	39,59 782,7 2,3194	40,76 792,6 2,3338	41,94 802,5 2,3480	43,12 812,6 2,3619	44,30 822,7 2,3756	45,47 832,9 2,3890	46,65 843,2 2,4021	47,82 853,6 2,4151	48,41 858,8 2,4215	v i s	0,08
31,00 743,9 2,2453	32,05 753,5 2,2611	33,09 793,1 2,2766	34,14 772,8 2,2917	35,19 782,6 2,3064	36,23 792,5 2,3209	37,28 802,4 2,3351	38,32 812,4 2,3490	39,37 822,6 2,3626	40,42 832,8 2,3760	41,46 843,1 2,3891	42,51 853,5 2,4021	43,04 858,7 2,4085	v i s	0,09
27,90 743,9 2,2337	28,84 753,5 2,2436	29,78 763,1 2,2650	30,72 772,8 2,2801	31,67 782,6 2,2949	32,61 792,5 2,3093	33,55 802,4 2,3235	34,49 812,4 2,3375	35,43 822,6 2,3511	36,38 832,8 2,3645	37,32 843,1 2,3776	38,26 853,5 2,3906	38,73 858,7 2,3970	v i s	0,10
23,25 743,9 2,2136	24,03 753,5 2,2295	24,82 763,1 2,2449	25,60 772,8 2,2600	26,39 782,6 2,2748	27,17 792,5 2,2892	27,95 802,4 2,3034	28,74 812,4 2,3174	29,52 822,6 2,3310	30,31 832,8 2,3444	31,10 843,1 2,3575	31,88 853,5 2,3705	32,27 858,7 2,3769	v i s	0,12
19,92 743,9 2,1966	20,60 753,5 2,2125	21,27 763,1 2,2279	21,94 772,8 2,2430	22,61 782,6 2,2578	23,29 792,5 2,2722	23,96 802,4 2,2864	24,63 812,4 2,3003	25,30 822,6 2,3140	25,98 832,8 2,3274	26,65 843,1 2,3405	27,32 853,5 2,3535	27,66 858,7 2,3599	v i s	0,14
17,43 743,9 2,1819	18,02 753,5 2,1977	18,61 763,1 2,2132	19,20 772,8 2,2283	19,79 782,6 2,2431	20,37 792,5 2,2575	20,96 802,4 2,2716	21,54 812,4 2,2856	22,13 822,6 2,2993	22,72 832,7 2,3126	23,31 843,1 2,3258	23,90 853,5 2,3388	24,20 858,7 2,3452	v i s	0,16
15,48 743,9 2,1689	16,01 753,5 2,1848	16,53 763,1 2,2002	17,05 772,8 2,2153	17,58 782,6 2,2301	18,10 792,4 2,2445	18,62 802,4 2,2587	19,15 812,4 2,2726	19,67 822,6 2,2863	20,19 832,7 2,2996	20,72 843,1 2,3128	21,24 853,5 2,3258	21,50 858,7 2,3322	v i s	0,18
13,94 743,9 2,1573	14,40 753,5 2,1731	14,87 763,1 2,1886	15,34 772,8 2,2037	15,82 782,6 2,2185	16,29 792,4 2,2329	16,76 802,4 2,2470	17,23 812,4 2,2610	17,70 822,5 2,2747	18,17 832,7 2,2880	18,64 843,1 2,3012	19,11 853,5 2,3142	19,34 858,7 2,3206	v i s	0,20
12,67 743,9 2,1468	13,10 753,4 2,1626	13,53 763,1 2,1781	13,96 772,8 2,1932	14,39 782,6 2,2080	14,81 792,4 2,2224	15,25 802,4 2,2363	15,67 812,4 2,2505	16,10 822,5 2,2641	16,52 832,7 2,2775	16,95 843,1 2,2907	17,33 853,5 2,3037	17,60 858,7 2,3110	v i s	0,22
11,62 743,9 2,1371	12,02 753,4 2,1530	12,41 763,1 2,1685	12,80 772,8 2,1835	13,20 782,6 2,1984	13,59 792,4 2,2128	13,98 802,4 2,2270	14,37 812,4 2,2409	14,77 822,5 2,2546	15,16 832,7 2,2679	15,55 843,0 2,2811	15,94 853,4 2,2941	16,14 858,7 2,3005	v i s	0,21
10,73 743,8 2,1283	11,09 753,4 2,1442	11,46 763,1 2,1597	11,82 772,8 2,1748	12,18 782,6 2,1895	12,54 792,4 2,2040	12,90 802,4 2,2182	13,27 812,4 2,2321	13,63 822,5 2,2457	13,99 832,7 2,2591	14,35 843,0 2,2723	14,72 853,4 2,2852	14,90 858,7 2,2916	v i s	0,26
9,961 743,8 2,1200	10,30 753,4 2,1359	10,64 763,1 2,1515	10,97 772,8 2,1663	11,31 782,6 2,1813	11,65 792,4 2,1958	11,98 802,4 2,2099	12,32 812,4 2,2239	12,65 822,5 2,2376	12,99 832,7 2,2509	13,33 843,0 2,2641	13,66 853,4 2,2771	13,83 858,7 2,2835	v i s	0,28

ρ кг/см ³	t°C	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°
0,30	v	1,0079	1,0171	5,507	5,826	6,143	6,459	6,776	7,092	7,407	7,722	8,038	8,352	8,667	8,981
	i	40,0	59,9	632,6	641,8	650,9	660,0	669,2	678,4	687,6	696,8	706,1	715,5	724,8	734,3
	s	0,1355	0,1984	1,8722	1,8976	1,9214	1,9441	1,9657	1,9864	2,0064	2,0256	2,0441	2,0620	2,0793	2,0961
0,40	v	1,0079	1,0171	4,123	4,355	4,604	4,842	5,079	5,317	5,553	5,790	6,026	6,263	6,500	6,736
	i	40,0	59,9	632,0	641,5	650,6	659,8	669,0	678,2	687,4	696,6	705,9	715,3	724,7	734,2
	s	0,1365	0,1984	1,8398	1,8658	1,8893	1,9125	1,9342	1,9550	1,9748	1,9940	2,0125	2,0304	2,0477	2,0645
0,50	v	1,0079	1,0171	1,0290	3,487	3,679	3,870	4,060	4,250	4,440	4,629	4,819	5,008	5,197	5,387
	i	40,0	59,9	80,0	641,2	650,5	659,6	668,8	678,0	687,3	696,5	705,9	715,2	724,6	734,1
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,8407	1,8648	1,8876	1,9094	1,9302	1,9501	1,9693	1,9878	2,0057	2,0230	2,0398
0,60	v	1,0079	1,0171	1,0290	2,902	3,063	3,223	3,382	3,540	3,700	3,858	4,016	4,174	4,331	4,489
	i	40,0	59,9	80,0	640,9	650,3	659,5	668,7	677,9	687,2	696,5	705,8	715,2	724,6	734,1
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,8197	1,8442	1,8671	1,8889	1,9097	1,9296	1,9489	1,9674	1,9853	2,0026	2,0195
0,70	v	1,0079	1,0171	1,0290	2,484	2,623	2,760	2,896	3,033	3,169	3,304	3,440	3,576	3,711	3,847
	i	40,0	60,0	80,0	640,5	650,1	659,3	668,6	677,8	687,1	696,4	705,7	715,1	724,5	734,0
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,8020	1,8268	1,8498	1,8716	1,8925	1,9125	1,9317	1,9503	1,9682	1,9856	2,0025
0,80	v	1,0079	1,0171	1,0289	2,169	2,292	2,413	2,532	2,652	2,771	2,890	3,009	3,127	3,246	3,364
	i	40,0	60,0	80,0	640,1	649,8	659,1	668,3	677,6	686,9	696,3	705,6	715,0	724,4	733,9
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,7866	1,8118	1,8349	1,8568	1,8777	1,8977	1,9170	1,9356	1,9535	1,9709	1,9877
0,90	v	1,0079	1,0171	1,0289	1,925	2,035	2,143	2,249	2,356	2,462	2,568	2,672	2,779	2,884	2,989
	i	40,0	60,0	80,0	639,7	649,5	658,9	668,2	677,5	686,8	696,1	705,5	715,0	724,4	733,9
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,7727	1,7984	1,8216	1,8436	1,8645	1,8846	1,9039	1,9225	1,9403	1,9576	1,9746
1,0	v	1,0079	1,0170	1,0289	1,730	1,830	1,925	2,023	2,119	2,214	2,310	2,405	2,500	2,595	2,690
	i	40,0	60,0	80,0	633,1	649,1	658,6	667,8	677,1	686,5	695,9	705,4	714,9	724,3	733,8
	s	0,1365	0,1984	0,2567	1,7599	1,7861	1,8093	1,8312	1,8522	1,8724	1,8918	1,9106	1,9287	1,9464	1,9635
1,2	v	1,0078	1,0170	1,0289	1,0435	1,521	1,602	1,683	1,763	1,843	1,923	2,002	2,082	2,161	2,240
	i	40,0	60,0	80,0	100,0	648,6	658,2	667,5	676,8	686,1	695,6	705,2	714,7	724,3	733,8
	s	0,1365	0,1984	0,2567	0,3121	1,7650	1,7885	1,8106	1,8318	1,8522	1,8716	1,8903	1,9084	1,9261	1,9432
1,4	v	1,0078	1,0170	1,0289	1,0435	1,300	1,371	1,440	1,509	1,578	1,647	1,715	1,783	1,851	1,919
	i	40,0	60,0	80,0	100,0	648,1	657,8	667,2	676,6	686,0	695,4	705,0	714,6	724,2	733,8
	s	0,1365	0,1984	0,2567	0,3121	1,7467	1,7710	1,7933	1,8144	1,8346	1,8542	1,8730	1,8912	1,9089	1,9260
1,6	v	1,0078	1,0170	1,0289	1,0435	1,135	1,197	1,258	1,319	1,379	1,439	1,499	1,559	1,619	1,678
	i	40,0	60,0	80,0	100,0	647,5	657,5	667,0	676,4	685,8	695,3	704,8	714,4	724,0	733,7
	s	0,1365	0,1984	0,2567	0,3121	1,7309	1,7558	1,7780	1,7992	1,8196	1,8392	1,8580	1,8762	1,8939	1,9111
1,8	v	1,0078	1,0170	1,0289	1,0435	1,006	1,062	1,117	1,171	1,225	1,278	1,332	1,385	1,438	1,491
	i	40,0	60,0	80,0	100,1	646,8	657,1	666,7	676,2	685,6	695,1	704,6	714,2	723,8	733,5
	s	0,1365	0,1984	0,2567	0,3121	1,7165	1,7419	1,7646	1,7859	1,8063	1,8259	1,8447	1,8630	1,8807	1,8979
2,0	v	1,0078	1,0170	1,0289	1,0435	0,9027	0,9545	1,003	1,052	1,101	1,149	1,197	1,245	1,293	1,341
	i	40,0	60,0	80,0	101,1	646,1	656,7	666,4	675,9	685,3	694,8	704,4	714,0	723,6	733,4
	s	0,1365	0,1984	0,2567	0,3121	1,7033	1,7294	1,7525	1,7740	1,7944	1,8140	1,8329	1,8513	1,8689	1,8860
1,5	v	1,0078	1,0170	1,0289	1,0434	1,0603	0,7597	0,8003	0,8339	0,8790	0,9179	0,9567	0,9953	1,033	1,071
	i	40,0	60,0	80,0	100,1	120,3	655,7	665,7	675,3	684,7	694,3	704,0	713,7	723,3	733,1
	s	0,1365	0,1984	0,2567	0,3121	0,3647	1,7030	1,7267	1,7434	1,7600	1,7858	1,8078	1,8260	1,8437	1,8610
3,0	v	1,0078	1,0170	1,0288	1,0434	1,0602	0,6296	0,6643	0,6975	0,7304	0,7631	0,7956	0,8281	0,8603	0,8923
	i	40,0	60,0	80,0	100,1	120,3	654,4	664,8	674,7	684,2	693,7	703,4	713,1	722,9	732,7
	s	0,1365	0,1983	0,2557	0,3121	0,3647	1,6806	1,7053	1,7272	1,7478	1,7677	1,7869	1,8053	1,8230	1,8403
4,0	v	1,0077	1,0169	1,0238	1,0433	1,0602	1,0738	0,4940	0,5197	0,5448	0,5697	0,5944	0,6190	0,6433	0,6676
	i	40,1	60,0	80,0	100,1	120,3	140,7	663,3	673,5	683,2	692,8	702,5	712,4	722,2	732,1
	s	0,1365	0,1983	0,2556	0,3120	0,3646	0,4150	1,6704	1,6935	1,7146	1,7346	1,7540	1,7727	1,7907	1,8080

Продолжение приложения III

320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	540°	550°	t°C	ρ кг/см ²
9,296 743,8 2,1124	9,610 753,4 2,1284	9,924 763,0 2,1439	10,24 772,8 2,1590	10,56 782,5 2,1737	10,87 792,4 2,1882	11,18 802,4 2,2025	11,50 812,4 2,2164	11,81 822,5 2,2300	12,13 832,7 2,2434	12,44 843,0 2,2566	12,75 853,4 2,2696	12,91 858,7 2,2760	v i s	0,30
6,971 743,8 2,0808	7,207 753,4 2,0967	7,443 763,0 2,1122	7,679 772,7 2,1273	7,916 782,5 2,1421	8,151 792,4 2,1565	8,387 802,3 2,1707	8,623 812,4 2,1847	8,858 822,5 2,1983	9,093 832,7 2,2117	9,329 843,0 2,2249	9,564 853,4 2,2378	9,682 858,7 2,2442	v i s	0,40
5,577 743,7 2,0561	5,767 753,3 2,0720	5,955 763,0 2,0875	6,144 772,7 2,1026	6,333 782,5 2,1173	6,521 792,3 2,1318	6,710 802,3 2,1460	6,898 812,3 2,1599	7,087 822,5 2,1735	7,275 832,7 2,1870	7,464 843,0 2,2001	7,652 853,4 2,2131	7,746 858,7 2,2195	v i s	0,50
4,646 743,7 2,0359	4,804 753,3 2,0518	4,961 762,9 2,0673	5,118 772,6 2,0824	5,277 782,4 2,0972	5,434 792,3 2,1117	5,591 802,3 2,1259	5,749 812,3 2,1399	5,906 822,4 2,1534	6,063 832,6 2,1668	6,220 843,0 2,1800	6,376 853,4 2,1930	6,454 858,6 2,1994	v i s	0,60
3,982 743,6 2,0189	4,117 753,2 2,0348	4,252 762,9 2,0503	4,388 772,6 2,0654	4,522 782,4 2,0802	4,657 792,3 2,0946	4,792 802,2 2,1089	4,927 812,3 2,1228	5,061 822,4 2,1365	5,196 832,6 2,1498	5,331 842,9 2,1630	5,465 853,3 2,1760	5,532 858,5 2,1825	v i s	0,70
3,482 743,6 2,0040	3,601 753,2 2,0199	3,720 762,8 2,0354	3,833 772,5 2,0505	3,956 782,4 2,0653	4,074 792,2 2,0798	4,191 802,2 2,0940	4,309 812,2 2,1079	4,427 822,4 2,1216	4,545 832,6 2,1350	4,663 842,9 2,1482	4,781 853,3 2,1612	4,840 858,5 2,1677	v i s	0,80
3,095 743,4 1,9909	3,200 753,0 2,0068	3,305 762,7 2,0223	3,410 772,4 2,0374	3,515 782,3 2,0522	3,620 792,2 2,0667	3,725 802,2 2,0808	3,830 812,2 2,0947	3,933 822,3 2,1084	4,040 832,6 2,1218	4,145 842,9 2,1350	4,249 853,3 2,1480	4,302 858,5 2,1545	v i s	0,90
2,784 743,4 1,9800	2,880 753,0 1,9961	2,975 762,6 2,0116	3,068 772,4 2,0268	3,163 782,3 2,0417	3,257 792,2 2,0562	3,352 802,1 2,0703	3,446 812,2 2,0842	3,540 822,3 2,0977	3,635 832,5 2,1110	3,729 842,8 2,1240	3,824 853,2 2,1368	3,871 858,3 2,1431	v i s	1,0
2,320 743,4 1,9598	2,399 753,0 1,9759	2,478 762,6 1,9914	2,556 772,4 2,0066	2,635 782,3 2,0215	2,713 792,2 2,0360	2,792 802,1 2,0501	2,871 812,2 2,0640	2,950 822,3 2,0775	3,023 832,5 2,0908	3,107 842,8 2,1038	3,186 853,1 2,1167	3,225 858,2 2,1230	v i s	1,2
1,987 743,4 1,9426	2,056 753,0 1,9587	2,123 762,6 1,9742	2,190 772,4 1,9895	2,258 782,3 2,0044	2,325 792,2 2,0189	2,393 802,1 2,0331	2,460 812,2 2,0470	2,528 822,3 2,0605	2,595 832,5 2,0738	2,662 842,7 2,0868	2,731 853,1 2,0997	2,765 858,2 2,1060	v i s	1,4
1,738 743,3 1,9276	1,798 752,9 1,9437	1,857 762,6 1,9594	1,916 772,4 1,9747	1,975 782,3 1,9896	2,034 792,2 2,0041	2,093 802,1 2,0182	2,152 812,2 2,0321	2,211 822,3 2,0457	2,270 832,5 2,0590	2,330 842,6 2,0720	2,389 853,0 2,0848	2,418 858,1 2,0912	v i s	1,6
1,545 743,1 1,9145	1,598 752,8 1,9306	1,650 762,6 1,9463	1,702 772,4 1,9616	1,755 782,3 1,9765	1,807 792,2 1,9910	1,860 802,1 2,0052	1,913 812,2 2,0191	1,965 822,2 2,0327	2,018 832,4 2,0460	2,071 842,6 2,0590	2,124 853,0 2,0718	2,149 858,1 2,0782	v i s	1,8
1,390 743,0 1,9027	1,437 752,8 1,9190	1,485 762,6 1,9347	1,532 772,4 1,9500	1,579 782,2 1,9649	1,626 792,1 1,9794	1,673 802,1 1,9936	1,721 812,1 2,0075	1,768 822,2 2,0210	1,815 832,4 2,0343	1,864 842,5 2,0473	1,911 852,9 2,0601	1,935 858,1 2,0665	v i s	2,0
1,111 742,7 1,8778	1,149 752,5 1,8941	1,187 762,3 1,9093	1,225 772,2 1,9251	1,262 782,0 1,9400	1,300 791,9 1,9545	1,338 802,0 1,9688	1,376 812,0 1,9827	1,414 822,0 1,9953	1,452 832,2 2,0096	1,490 842,4 2,0226	1,528 852,8 2,0355	1,547 857,9 2,0419	v i s	2,5
0,9243 742,5 1,8572	0,9562 752,3 1,8736	0,9881 762,1 1,8895	1,020 771,9 1,9048	1,052 781,8 1,9197	1,083 791,8 1,9342	1,115 801,8 1,9485	1,147 811,8 1,9624	1,179 821,9 1,9761	1,210 832,1 1,9894	1,242 842,3 2,0024	1,273 852,6 2,0152	1,238 857,8 2,0216	v i s	3,0
0,6917 741,9 1,8249	0,7158 751,8 1,8412	0,7393 761,6 1,8571	0,7637 771,5 1,8726	0,7875 781,4 1,8876	0,8114 791,4 1,9021	0,8352 801,5 1,9164	0,8590 811,6 1,9304	0,8823 821,7 1,9441	0,9066 831,9 1,9574	0,9304 842,0 1,9705	0,9542 852,3 1,9833	0,9660 857,6 1,9896	v i s	4,0

P кг/см ²	$t^{\circ}C$	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°
5,0	v	1,0077	1,0168	1,0287	1,0433	1,0601	1,0797	0,3917	0,4129	0,4334	0,4537	0,4736	0,4935	0,5131	0,5327
	i	40,1	60,0	80,0	100,1	120,3	140,7	661,3	672,0	682,0	691,9	701,8	711,6	721,5	731,4
	s	0,1365	0,1983	0,2566	0,3120	0,3646	0,4150	1,6422	1,6667	1,6881	1,7085	1,7282	1,7471	1,7652	1,7827
6,0	v	1,0077	1,0168	1,0287	1,0432	1,0601	1,0797	0,3232	0,3416	0,3591	0,3763	0,3932	0,4099	0,4264	0,4428
	i	40,1	60,1	80,1	100,1	120,3	140,7	659,1	670,4	680,8	690,8	700,8	710,7	720,7	730,7
	s	0,1365	0,1983	0,2566	0,3120	0,3646	0,4150	1,6178	1,6439	1,6662	1,6871	1,7069	1,7259	1,7441	1,7616
7,0	v	1,0076	1,0168	1,0286	1,0432	1,0600	1,0795	1,1020	0,2906	0,3059	0,3209	0,3356	0,3501	0,3644	0,3785
	i	40,1	60,1	80,1	100,1	120,3	140,7	161,3	669,0	679,6	689,8	700,0	710,0	720,0	730,1
	s	0,1365	0,1983	0,2566	0,3120	0,3646	0,4150	0,4637	1,6242	1,6473	1,6686	1,6887	1,7079	1,7263	1,7439
8,0	v	1,0076	1,0167	1,0286	1,0431	1,0600	1,0795	1,1020	0,2524	0,2662	0,2795	0,2925	0,3054	0,3180	0,3305
	i	40,2	60,1	80,1	100,2	120,3	140,7	161,3	667,2	678,4	688,9	699,1	709,3	719,4	729,4
	s	0,1365	0,1983	0,2566	0,3119	0,3646	0,4149	0,4636	1,6067	1,6307	1,6523	1,6726	1,6920	1,7106	1,7284
9,0	v	1,0075	1,0167	1,0285	1,0431	1,0599	1,0795	1,1019	0,2226	0,2353	0,2472	0,2589	0,2704	0,2818	0,2930
	i	40,2	60,1	80,1	100,2	120,4	140,7	161,3	665,8	677,0	687,7	698,1	708,5	718,6	728,7
	s	0,1364	0,1983	0,2565	0,3119	0,3645	0,4149	0,4636	1,5907	1,6154	1,6375	1,6582	1,6780	1,6967	1,7145
10	v	1,0075	1,0166	1,0285	1,0430	1,0599	1,0794	1,1018	0,1987	0,2103	0,2214	0,2321	0,2426	0,2529	0,2630
	i	40,2	60,1	80,1	100,2	120,4	140,7	161,3	663,6	675,6	686,7	697,4	707,7	717,8	728,0
	s	0,1364	0,1982	0,2565	0,3119	0,3645	0,4149	1,4635	1,5755	1,6015	1,6241	1,6454	1,6654	1,6841	1,7020
12	v	1,0074	1,0165	1,0284	1,0429	1,0598	1,0793	1,1017	1,1273	0,1728	0,1825	0,1918	0,2007	0,2095	0,2181
	i	40,2	60,2	80,2	100,2	120,4	140,8	161,3	182,2	672,7	684,4	695,5	706,0	716,4	726,6
	s	0,1364	0,1982	0,2565	0,3119	0,3645	0,4148	0,4635	0,5106	1,5770	1,6006	1,6225	1,6429	1,6621	1,6803
14	v	1,0073	1,0164	1,0283	1,0428	1,0596	1,0792	1,1015	1,1272	0,1460	0,1547	0,1629	0,1708	0,1784	0,1859
	i	40,3	60,2	80,2	100,3	120,4	140,8	161,4	182,2	669,8	682,2	693,6	704,3	714,6	725,1
	s	0,1364	0,1982	0,2564	0,3118	0,3644	0,4148	0,4634	0,5105	1,5545	1,5802	1,6026	1,6233	1,6428	1,6614
16	v	1,0072	1,0163	1,0282	1,0427	1,0595	1,0791	1,1014	1,1270	1,1565	0,1338	0,1411	0,1482	0,1551	0,1618
	i	40,3	60,2	80,2	100,3	120,5	140,8	161,4	182,3	203,5	679,8	691,5	702,4	713,2	724,0
	s	0,1364	0,1982	0,2564	0,3118	0,3644	0,4147	0,4633	0,5104	0,5562	1,5617	1,5848	1,6060	1,6259	1,6449
18	v	1,0071	1,0162	1,0281	1,0425	1,0594	1,0789	1,1013	1,1268	1,1563	0,1175	0,1242	0,1307	0,1369	0,1430
	i	40,4	60,3	80,3	100,3	120,5	140,9	161,4	182,3	203,5	677,2	689,4	700,7	711,8	722,8
	s	0,1364	0,1982	0,2564	0,3117	0,3644	0,4147	0,4633	0,5103	0,5561	1,5443	1,5686	1,5904	1,6107	1,6299
20	v	1,0070	1,0161	1,0280	1,0425	1,0593	1,0788	1,1011	1,1267	1,1561	0,1043	0,1108	0,1168	0,1225	0,1281
	i	40,4	60,3	80,3	100,4	120,5	140,9	161,4	182,3	203,5	674,6	687,3	698,9	710,2	721,3
	s	0,1364	0,1981	0,2563	0,3117	0,3643	0,4146	0,4632	0,5102	0,5560	1,5284	1,5534	1,5760	1,5970	1,6166
25	v	1,0068	1,0159	1,0278	1,0422	1,0591	1,0785	1,1008	1,1263	1,1556	1,1899	0,08643	0,09158	0,09640	0,1010
	i	40,5	60,4	80,4	100,5	120,6	141,0	161,5	182,3	203,6	225,3	681,5	694,1	706,2	717,8
	s	0,1363	0,1980	0,2562	0,3116	0,3642	0,4145	0,4630	0,5100	0,5558	0,6009	1,5205	1,5447	1,5668	1,5875
30	v	1,0066	1,0157	1,0275	1,0419	1,0588	1,0782	1,1004	1,1259	1,1552	1,1892	0,06987	0,07459	0,07889	0,08294
	i	40,6	60,5	80,5	100,5	120,7	141,1	161,6	182,4	203,6	225,3	675,1	688,9	701,9	714,1
	s	0,1362	0,1980	0,2561	0,3115	0,3641	0,4144	0,4629	0,5098	0,5556	0,6006	1,4905	1,5171	1,5408	1,5625
35	v	1,0064	1,0155	1,0273	1,0417	1,0585	1,0779	1,1001	1,1255	1,1547	1,1886	1,2290	0,06233	0,06630	0,06998
	i	40,7	60,6	80,6	100,6	120,8	141,1	161,6	182,5	203,7	225,4	247,7	683,8	697,7	710,5
	s	0,1362	0,1979	0,2561	0,3114	0,3640	0,4143	0,4627	0,5096	0,5553	0,6004	0,6448	1,4922	1,5176	1,5405
40	v	1,0062	1,0152	1,0271	1,0414	1,0582	1,0776	1,0997	1,1251	1,1542	1,1880	1,2282	0,05302	0,05679	0,06022
	i	40,8	60,7	80,7	100,7	120,9	141,2	161,7	182,5	203,7	225,4	247,7	678,1	693,0	706,6
	s	0,1362	0,1978	0,2560	0,3113	0,3639	0,4142	0,4625	0,5094	0,5551	0,6001	0,6445	1,4686	1,4960	1,5202
45	v	1,0060	1,0150	1,0269	1,0412	1,0580	1,0773	1,0994	1,1247	1,1537	1,1874	1,2274	0,04567	0,04935	0,05260
	i	40,9	60,8	80,8	100,8	121,0	141,3	161,8	182,6	203,8	225,4	247,8	671,0	688,0	702,5
	s	0,1361	0,1978	0,2559	0,3112	0,3638	0,4141	0,4624	0,5092	0,5549	0,5999	0,6442	1,4456	1,4760	1,5018

Продолжение приложения III

320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	540°	550°	t°С	ρ кг/см ³
0,5521 741,3 1,7997	0,5715 751,2 1,8161	0,5908 761,1 1,8320	0,6101 771,1 1,8475	0,6294 781,1 1,8626	0,6485 791,1 1,8773	0,6676 801,2 1,8916	0,6867 811,3 1,9055	0,7058 821,4 1,9192	0,7248 831,6 1,9326	0,7439 841,9 1,9457	0,7629 852,1 1,9585	0,7724 857,3 1,9649	v i s	5,0
0,4591 740,7 1,7787	0,4753 750,7 1,7952	0,4915 760,7 1,8113	0,5077 770,7 1,8268	0,5237 780,7 1,8419	0,5398 790,7 1,8566	0,5558 800,8 1,8710	0,5717 811,0 1,8851	0,5876 821,2 1,8988	0,6036 831,4 1,9122	0,6194 841,6 1,9253	0,6352 851,8 1,9383	0,6431 857,0 1,9447	v i s	6,0
0,3926 740,1 1,7610	0,4066 750,1 1,7776	0,4206 760,1 1,7937	0,4345 770,2 1,8094	0,4483 780,3 1,8246	0,4621 790,3 1,8393	0,4759 800,5 1,8538	0,4896 810,7 1,8679	0,5033 820,9 1,8816	0,5169 831,1 1,8950	0,5306 841,3 1,9081	0,5442 851,7 1,9211	0,5510 856,8 1,9275	v i s	7,0
0,3429 739,4 1,7455	0,3552 749,6 1,7622	0,3674 759,8 1,7785	0,3796 769,8 1,7942	0,3918 779,9 1,8095	0,4039 790,1 1,8242	0,4159 800,1 1,8387	0,4280 810,3 1,8528	0,4400 820,5 1,8665	0,4519 830,9 1,8799	0,4639 841,1 1,8931	0,4759 851,4 1,9061	0,4819 856,6 1,9126	v i s	8,0
0,3040 738,9 1,7318	0,3150 749,0 1,7486	0,3260 759,2 1,7649	0,3369 769,4 1,7807	0,3477 779,5 1,7960	0,3586 789,7 1,8109	0,3693 799,8 1,8254	0,3800 810,0 1,8395	0,3907 820,2 1,8533	0,4014 830,5 1,8668	0,4121 840,9 1,8800	0,4227 851,3 1,8930	0,4280 856,4 1,8994	v i s	9,0
0,2731 738,3 1,7195	0,2829 748,5 1,7364	0,2929 758,7 1,7528	0,3028 768,9 1,7687	0,3126 779,1 1,7840	0,3223 789,3 1,7989	0,3320 799,4 1,8134	0,3417 809,7 0,8275	0,3513 819,9 1,8414	0,3609 830,3 1,8549	0,3706 840,7 1,8682	0,3802 851,1 1,8811	0,3851 856,2 1,8875	v i s	10
0,2265 737,0 1,6979	0,2348 747,4 1,7150	0,2432 757,7 1,7316	0,2515 768,0 1,7475	0,2598 778,3 1,7630	0,2679 788,5 1,7779	0,2761 798,8 1,7927	0,2842 809,1 1,8069	0,2922 819,4 1,8207	0,3003 829,8 1,8342	0,3084 840,2 1,8475	0,3164 850,8 1,8607	0,3205 856,0 1,8672	v i s	12
0,1933 735,7 1,6793	0,2005 746,3 1,6966	0,2077 756,7 1,7134	0,2150 767,1 1,7295	0,2220 777,5 1,7451	0,2291 787,8 1,7602	0,2361 798,2 1,7749	0,2431 808,5 1,7892	0,2501 818,8 1,8031	0,2570 829,3 1,8168	0,2639 839,7 1,8301	0,2709 850,3 1,8432	0,2745 855,6 1,8498	v i s	14
0,1683 734,6 1,6631	0,1747 745,2 1,6806	0,1811 755,7 1,6975	0,1875 765,3 1,7138	0,1937 776,7 1,7295	0,2000 787,1 1,7448	0,2062 797,5 1,7595	0,2123 807,8 1,7738	0,2184 818,3 1,7878	0,2245 828,8 1,8015	0,2306 839,2 1,8149	0,2367 849,8 1,8281	0,2398 855,2 1,8347	v i s	16
0,1490 733,5 1,6485	0,1548 744,1 1,6663	0,1605 754,8 1,6833	0,1661 765,3 1,6997	0,1717 775,9 1,7156	0,1773 786,3 1,7310	0,1829 796,8 1,7459	0,1884 807,2 1,7603	0,1938 817,7 1,7743	0,1992 828,2 1,7880	0,2047 838,7 1,8014	0,2101 849,3 1,8147	0,2129 854,6 1,8213	v i s	18
0,1334 732,3 1,6354	0,1386 743,2 1,6534	0,1438 753,8 1,6706	0,1491 764,5 1,6871	0,1542 775,1 1,7031	0,1592 785,6 1,7186	0,1642 796,1 1,7335	0,1692 806,6 1,7480	0,1741 817,2 1,7621	0,1790 827,7 1,7758	0,1840 838,3 1,7894	0,1888 848,9 1,8027	0,1913 854,2 1,8093	v i s	20
0,1055 729,0 1,6070	0,1098 740,3 1,6254	0,1141 751,4 1,6430	0,1183 762,3 1,6600	0,1225 773,1 1,6763	0,1266 783,8 1,6920	0,1308 794,5 1,7071	0,1347 805,1 1,7218	0,1387 815,7 1,7361	0,1426 826,4 1,7500	0,1466 837,1 1,7637	0,1506 847,8 1,7771	0,1527 853,1 1,7837	v i s	25
0,08680 725,9 1,5826	0,09055 737,5 1,6018	0,09421 749,0 1,6199	0,09780 760,1 1,6373	0,1013 771,1 1,6539	0,1048 781,9 1,6698	0,1084 792,8 1,6853	0,1118 803,5 1,7002	0,1151 814,3 1,7145	0,1185 825,1 1,7286	0,1218 835,8 1,7424	0,1252 846,7 1,7600	0,1269 852,1 1,7627	v i s	30
0,07344 722,6 1,5615	0,07675 734,6 1,5812	0,07997 746,3 1,5998	0,08314 757,7 1,6176	0,08624 768,9 1,6346	0,08927 780,0 1,6508	0,09228 791,0 1,6665	0,09525 802,0 1,6816	0,09820 812,9 1,6961	0,1011 823,8 1,7103	0,1039 834,6 1,7243	0,1069 845,5 1,7380	0,1083 850,9 1,7448	v i s	35
0,06338 719,4 1,5424	0,06636 731,7 1,5630	0,06927 743,6 1,5821	0,07212 755,3 1,6001	0,07490 766,8 1,6174	0,07763 778,1 1,6340	0,08030 789,3 1,6499	0,08293 800,4 1,6653	0,08554 811,4 1,6800	0,08813 822,4 1,6943	0,09069 833,4 1,7085	0,09323 844,4 1,7224	0,09449 849,8 1,7292	v i s	40
0,05556 715,9 1,5250	0,05830 728,6 1,5462	0,06095 740,9 1,5659	0,06356 753,0 1,5845	0,06610 764,7 1,6022	0,06856 776,2 1,6190	0,07098 787,6 1,6352	0,07337 798,8 1,6506	0,07572 810,0 1,6655	0,07804 821,1 1,6801	0,08035 832,1 1,6944	0,08262 843,2 1,7084	0,08375 848,6 1,7153	v i s	45

$\frac{p}{\text{кг/см}^2}$	$t^{\circ}\text{C}$	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°
50	<i>v</i>	1,0057	1,0148	1,0266	1,0409	1,0577	1,0770	1,0990	1,1243	1,1532	1,1868	1,2266	1,2751	0,04330	0,04646
	<i>i</i>	41,0	60,9	80,9	100,9	121,1	141,4	161,8	182,6	203,8	225,5	247,8	271,0	682,6	698,4
	<i>s</i>	0,1361	0,1977	0,2558	0,3111	0,3637	0,4140	0,4622	0,5090	0,5547	0,5996	0,6439	0,6885	1,4566	1,4844
60	<i>v</i>	1,0053	1,0144	1,0262	1,0404	1,0572	1,0764	1,0984	1,1235	1,1522	1,1857	1,2251	1,2729	0,03405	0,03711
	<i>i</i>	41,2	61,1	81,1	101,1	121,2	141,5	162,0	182,8	203,9	225,5	247,8	270,9	670,5	689,0
	<i>s</i>	0,1360	0,1976	0,2556	0,3109	0,3635	0,4137	0,4619	0,5086	0,5543	0,5991	0,6433	0,6878	1,4187	1,4513
70	<i>v</i>	1,0049	1,0139	1,0257	1,0399	1,0566	1,0758	1,0977	1,1226	1,1513	1,1845	1,2236	1,2709	1,3308	0,03029
	<i>i</i>	41,4	61,3	81,2	101,2	121,4	141,7	162,1	182,9	204,0	225,6	247,8	270,9	295,2	678,6
	<i>s</i>	0,1359	0,1974	0,2555	0,3107	0,3633	0,4135	0,4617	0,5082	0,5539	0,5986	0,6428	0,6871	0,7317	1,4196
80	<i>v</i>	1,0045	1,0135	1,0252	1,0394	1,0561	1,0752	1,0970	1,1219	1,1504	1,1833	1,2221	1,2689	1,3279	0,02503
	<i>i</i>	41,6	61,5	81,4	101,4	121,6	141,8	162,2	183,0	204,1	225,7	247,8	270,9	295,1	666,6
	<i>s</i>	0,1359	0,1973	0,2553	0,3105	0,3631	0,4133	0,4614	0,5079	0,5535	0,5982	0,6423	0,6864	0,7308	1,3871
90	<i>v</i>	1,0040	1,0130	1,0248	1,0389	1,0556	1,0746	1,0963	1,1211	1,1494	1,1822	1,2206	1,2669	1,3250	1,4024
	<i>i</i>	41,8	61,7	81,6	101,6	121,7	142,0	162,4	183,1	204,2	225,7	247,9	270,9	295,0	320,9
	<i>s</i>	0,1357	0,1971	0,2551	0,3103	0,3628	0,4130	0,4611	0,5075	0,5532	0,5977	0,6417	0,6858	0,7300	0,7762
100	<i>v</i>	1,0036	1,0126	1,0243	1,0384	1,0550	1,0740	1,0957	1,1203	1,1485	1,1810	1,2192	1,2650	1,3222	1,3979
	<i>i</i>	42,1	61,9	81,8	101,8	121,9	142,1	162,5	183,2	204,3	225,8	247,9	270,9	294,9	320,7
	<i>s</i>	0,1356	0,1970	0,2550	0,3101	0,3626	0,4128	0,4608	0,5072	0,5527	0,5973	0,6412	0,6852	0,7293	0,7751
120	<i>v</i>	1,0028	1,0117	1,0234	1,0375	1,0540	1,0728	1,0943	1,1188	1,1466	1,1788	1,2163	1,2613	1,3169	1,3897
	<i>i</i>	42,5	62,3	82,2	102,1	122,2	142,4	162,8	183,5	204,5	225,9	248,0	270,8	294,6	320,1
	<i>s</i>	0,1355	0,1967	0,2547	0,3097	0,3623	0,4124	0,4603	0,5066	0,5520	0,5964	0,6402	0,6839	0,7278	0,7729
140	<i>v</i>	1,0019	1,0109	1,0225	1,0365	1,0529	1,0717	1,0930	1,1172	1,1448	1,1766	1,2136	1,2576	1,3118	1,3820
	<i>i</i>	42,9	62,7	82,5	102,5	122,6	142,8	163,1	183,7	204,7	226,1	248,0	270,8	294,5	319,5
	<i>s</i>	0,1352	0,1965	0,2544	0,3094	0,3619	0,4119	0,4598	0,5060	0,5513	0,5955	0,6392	0,6827	0,7263	0,7709
160	<i>v</i>	1,0011	1,0100	1,0216	1,0356	1,0519	1,0707	1,0917	1,1157	1,1430	1,1744	1,2108	1,2541	1,3070	1,3746
	<i>i</i>	43,3	63,1	82,9	102,9	122,9	143,1	163,4	183,9	204,9	226,2	248,1	270,7	294,4	319,1
	<i>s</i>	0,1351	0,1962	0,2541	0,3090	0,3615	0,4115	0,4593	0,5054	0,5506	0,5946	0,6382	0,6816	0,7250	0,7690
180	<i>v</i>	1,0003	1,0092	1,0207	1,0347	1,0508	1,0694	1,0905	1,1143	1,1412	1,1722	1,2082	1,2506	1,3023	1,3678
	<i>i</i>	43,7	63,5	83,3	103,2	123,2	143,3	163,6	184,2	205,1	226,3	248,2	270,7	294,2	318,7
	<i>s</i>	0,1350	0,1959	0,2538	0,3087	0,3611	0,4110	0,4588	0,5048	0,5499	0,5938	0,6372	0,6804	0,7236	0,7673
200	<i>v</i>	0,9995	1,0083	1,0193	1,0337	1,0498	1,0682	1,0892	1,1128	1,1395	1,1701	1,2055	1,2472	1,2977	1,3612
	<i>i</i>	44,1	63,8	83,7	103,6	123,6	143,7	163,9	184,4	205,3	226,5	248,2	270,7	294,0	318,4
	<i>s</i>	0,1347	0,1958	0,2536	0,3084	0,3607	0,4106	0,4583	0,5042	0,5492	0,5930	0,6363	0,6792	0,7222	0,7655
220	<i>v</i>	0,9986	1,0075	1,0190	1,0328	1,0488	1,0671	1,0879	1,1113	1,1379	1,1680	1,2029	1,2439	1,2933	1,3549
	<i>i</i>	44,5	64,2	84,0	103,9	123,9	144,0	164,2	184,7	205,4	226,6	248,3	270,7	293,9	318,0
	<i>s</i>	0,1345	0,1955	0,2533	0,3081	0,3603	0,4101	0,4578	0,5037	0,5485	0,5922	0,6353	0,6781	0,7208	0,7638
240	<i>v</i>	0,9978	1,0067	1,0181	1,0318	1,0478	1,0661	1,0866	1,1099	1,1362	1,1660	1,2005	1,2408	1,2891	1,3489
	<i>i</i>	44,9	64,6	84,4	104,3	124,3	144,3	164,5	184,9	205,6	226,7	248,4	270,7	293,8	317,8
	<i>s</i>	0,1344	0,1953	0,2530	0,3077	0,3599	0,4097	0,4573	0,5031	0,5477	0,5914	0,6343	0,6769	0,7195	0,7622
260	<i>v</i>	0,9970	1,0058	1,0172	1,0309	1,0468	1,0649	1,0854	1,1085	1,1345	1,1640	1,1980	1,2376	1,2850	1,3433
	<i>i</i>	45,3	65,0	84,8	104,6	124,6	144,6	164,8	185,2	205,8	226,9	248,5	270,7	293,7	317,5
	<i>s</i>	0,1342	0,1951	0,2527	0,3074	0,3595	0,4093	0,4568	0,5026	0,5472	0,5906	0,6334	0,6768	0,7181	0,7605
280	<i>v</i>	0,9962	1,0050	1,0164	1,0300	1,0458	1,0639	1,0842	1,1071	1,1328	1,1621	1,1956	1,2347	1,2811	1,3380
	<i>i</i>	45,8	65,4	85,2	105,0	124,9	144,9	165,1	185,5	206,0	227,0	248,6	270,7	293,6	317,3
	<i>s</i>	0,1340	0,1949	0,2525	0,3072	0,3591	0,4088	0,4564	0,5020	0,5466	0,5898	0,6324	0,6747	0,7167	0,7589
300	<i>v</i>	0,9954	1,0042	1,0154	1,0291	1,0448	1,0628	1,0830	1,1057	1,1312	1,1602	1,1933	1,2317	1,2773	1,3328
	<i>i</i>	46,2	65,8	85,5	105,4	125,3	145,2	165,4	185,7	206,2	227,1	248,6	270,7	293,5	317,0
	<i>s</i>	0,1338	0,1947	0,2522	0,3068	0,3587	0,4084	0,4559	0,5015	0,5459	0,5890	0,6315	0,6736	0,7154	0,7574

Продолжение приложения III

320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	540°	550°	t°C	$\frac{p}{\text{кг/см}^2}$
0,04927 712,3 1,5087	0,05186 725,6 1,5307	0,05432 738,3 1,5510	0,05671 750,6 1,5701	0,05904 762,6 1,5881	0,06130 774,3 1,6052	0,06352 785,8 1,6216	0,06571 797,2 1,6373	0,06786 808,6 1,6524	0,06999 819,8 1,6671	0,07208 830,9 1,6815	0,07415 842,0 1,6957	0,07519 847,6 1,7028	v i s	50
0,03976 705,0 1,4788	0,04213 719,5 1,5028	0,04432 732,9 1,5245	0,04642 745,8 1,5445	0,04845 758,3 1,5632	0,05042 770,4 1,5808	0,05233 782,2 1,5978	0,05420 793,8 1,6140	0,05604 805,5 1,6294	0,05785 816,9 1,6444	0,05963 828,3 1,6591	0,06128 839,6 1,6734	0,06226 845,3 1,6804	v i s	60
0,03287 696,9 1,4510	0,03512 712,8 1,4772	0,03714 727,2 1,5005	0,03903 740,8 1,5218	0,04084 753,7 1,5413	0,04260 766,3 1,5596	0,04430 778,6 1,5770	0,04596 790,5 1,5936	0,04759 802,3 1,6095	0,04918 814,1 1,6248	0,05073 825,7 1,6396	0,05227 837,2 1,6540	0,05303 843,0 1,6611	v i s	70
0,02757 687,9 1,4239	0,02976 705,6 1,4533	0,03171 721,2 1,4785	0,03348 735,6 1,5009	0,03515 749,2 1,5213	0,03674 762,1 1,5404	0,03828 774,8 1,5584	0,03977 787,1 1,5755	0,04122 799,2 1,5917	0,04265 811,2 1,6073	0,04405 823,0 1,6224	0,04542 834,8 1,6370	0,04610 840,6 1,6441	v i s	80
0,02336 677,6 1,3968	0,02553 697,9 1,4302	0,02745 715,0 1,4577	0,02914 730,1 1,4815	0,03070 744,3 1,5027	0,03218 757,8 1,5226	0,03359 770,9 1,5413	0,03496 783,6 1,5589	0,03629 796,1 1,5757	0,03758 808,2 1,5917	0,03884 820,3 1,6069	0,04009 832,4 1,6217	0,04070 838,4 1,6290	v i s	90
0,01988 665,9 1,3785	0,02210 689,0 1,4070	0,02397 707,8 1,4374	0,02561 724,2 1,4629	0,02710 739,3 1,4853	0,02850 753,5 1,5060	0,02982 767,0 1,5255	0,03109 780,1 1,5438	0,03232 792,8 1,5609	0,03352 805,3 1,5772	0,03469 817,7 1,5928	0,03583 829,9 1,6079	0,03639 836,0 1,6153	v i s	100
1,495 348,6 0,8222	0,01679 668,9 1,3592	0,01870 682,5 1,3976	0,02028 712,1 1,4279	0,02168 729,2 1,4534	0,02296 744,7 1,4761	0,02415 759,3 1,4969	0,02528 773,2 1,5162	0,02637 786,7 1,5343	0,02742 799,8 1,5513	0,02843 812,5 1,5675	0,02942 825,1 1,5832	0,02990 831,4 1,5909	v i s	120
1,481 347,5 0,8189	0,01253 642,6 1,3050	0,01471 674,2 1,3561	0,01637 698,0 1,3932	0,01774 717,7 1,4230	0,01896 735,1 1,4483	0,02008 751,0 1,4708	0,02112 765,8 1,4914	0,02211 780,1 1,5105	0,02306 793,9 1,5284	0,02397 807,2 1,5454	0,02485 820,1 1,5616	0,02529 826,5 1,5694	v i s	140
1,468 346,4 0,8159	1,621 379,2 0,8705	0,01154 651,6 1,3106	0,01332 681,8 1,3581	0,01471 705,3 1,3934	0,01591 724,8 1,4219	0,01699 742,0 1,4463	0,01798 758,0 1,4684	0,01889 773,2 1,4888	0,01976 787,7 1,5077	0,02059 801,8 1,5254	0,02140 815,3 1,5420	0,02180 821,9 1,5500	v i s	160
1,457 345,5 0,8133	1,596 376,9 0,8654	0,00862 620,1 1,2533	0,01082 663,7 1,3218	0,01231 691,5 1,3640	0,01349 713,6 1,3961	0,01453 732,7 1,4230	0,01550 750,0 1,4468	0,01638 766,1 1,4684	0,01720 781,3 1,4882	0,01797 796,0 1,5067	0,01872 810,2 1,5242	0,01908 817,0 1,5325	v i s	180
1,446 344,7 0,8109	1,573 375,0 0,8611	1,841 416,6 0,9280	0,00870 640,0 1,2777	0,01033 676,1 1,3330	0,01156 701,5 1,3701	0,01258 722,6 1,4001	0,01352 741,3 1,4259	0,01436 758,6 1,4491	0,01513 774,7 1,4700	0,01587 790,0 1,4893	0,01656 804,6 1,5074	0,01690 811,7 1,5161	v i s	200
1,436 344,2 0,8087	1,554 373,5 0,8575	1,768 411,0 0,9179	0,00662 606,7 1,2215	0,00862 657,5 1,2981	0,00993 688,6 1,3445	0,01097 711,8 1,3778	0,01186 732,3 1,4058	0,01267 750,9 1,4306	0,01341 767,9 1,4527	0,01411 783,9 1,4729	0,01479 799,1 1,4916	0,01512 806,5 1,5005	v i s	220
1,427 343,6 0,8065	1,538 372,2 0,8544	1,722 407,3 0,9108	0,00370 526,0 1,0942	0,00708 635,8 1,2600	0,00851 675,0 1,3175	0,00959 701,7 1,3554	0,01049 722,8 1,3860	0,01128 742,7 1,4125	0,01200 760,8 1,4358	0,01267 777,7 1,4570	0,01332 793,5 1,4766	0,01363 801,1 1,4859	v i s	240
1,418 343,0 0,8043	1,523 371,1 0,8513	1,688 404,5 0,9055	0,00230 457,2 0,9869	0,00566 608,1 1,2148	0,00728 658,1 1,2881	0,00841 689,5 1,3328	0,00933 712,8 1,3663	0,01011 734,1 1,3948	0,01079 753,4 1,4197	0,01143 771,1 1,4419	0,01205 787,7 1,4622	0,01236 795,7 1,4719	v i s	260
1,410 342,4 0,8022	1,510 370,0 0,8484	1,659 402,2 0,9006	0,00202 446,4 0,9692	0,00427 571,5 1,1571	0,00618 639,0 1,2560	0,00738 676,0 1,3086	0,00820 702,3 1,3462	0,00907 725,4 1,3774	0,00975 745,8 1,4039	0,01038 764,4 1,4273	0,01098 781,7 1,4485	0,01127 790,0 1,4585	v i s	280
1,403 342,0 0,8002	1,497 369,1 0,8456	1,635 400,2 0,8958	0,00190 440,2 0,9577	0,00302 524,5 1,0847	0,00518 616,8 1,2201	0,00648 660,8 1,2827	0,00741 691,3 1,3259	0,00820 716,4 1,3600	0,00888 737,9 1,3883	0,00947 757,5 1,4130	0,01005 775,6 1,4351	0,01034 784,2 1,4455	v i s	300

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- А**bsoluteная влажность воздуха 205
 — метрическая система 14
 — температура газа 15
 Абсолютное давление 12
 Абсолютный киловаттчас 59
 — состав газа 35
 Абсорбент 370
 Адиабатический к. п. д. компрессора 274
 — процесс 75, 198
 Адиабатическое истечение 221
 Авогадро закон 26
 — число 28
 Агрегатное состояние тела 60
 Активная турбина 218
 Аккумулятор тепла 125
 Аммиак 362
 Ассоциация молекул 165
 Атмосфера 13
 — барометрическая 14
 — физическая 14
 Атом 9
- Б**арометр 12
 Бинарный цикл 345
 Бойля температура 23
 Бойля-Мариотта—Гей-Люссака объ-единенный закон 23
 — закон 23
 Больцмана *H*-функция 141
- В**акуум 12
 Вакуумметр 12
 Ван-дер-Ваальса уравнение 161
 Вентилятор 273
 Вероятность состояния 137
 Весовая теплоемкость 42
 Влажосодержание 179, 206
 Влажного воздуха газовая постоянная 208
 — — удельный вес 207
 Влажный воздух 203
 — пар 179
 Внешнее тепло 72
 Внешняя кинетическая энергия 221
 — потенциальная энергия 221
 — работа 66
 Внутренний к. п. д. газотурбинного агрегата 288
 — — турбины с регенерацией 337
 — относительный к. п. д. 315
 — — газотурбинного агрегата 289
 — — — компрессора 274
 Внутренняя тепловая энергия идеального газа 52
 — теплота парообразования 184
 — химическая энергия тела 93
 — энергия 41
- Воздушная холодильная установка 358
 Воздушно-реактивный двигатель 295
 Вторичный перегрев 339
 Второй закон термодинамики 98, 127, 145
 Выходные потери 313
- Г**аз идеальный 10, 31
 — реальный 11, 32
 Газовая постоянная 28, 70
 — — влажного воздуха 208
 — — смеси 38
 — турбина 283
 Газотурбинный агрегат 284
 Газы двухатомные 9
 — многоатомные 9
 — одноатомные 9
 Гей-Люссака закон 24
 Гесса закон 96
 Гетерогенная система 148
 Гибса-Гельмгольца уравнение 155
 Гигрометр 204
 Гомогенная система 148
 Горячий источник тепла 99
- Д**авление 60
 — барометрическое 12
 — манометрическое 12
 Дальтона закон 29
 Двигатели внутреннего сгорания 251
 Двухтактный двигатель 252
 Действительное количество воздуха 32
 Джоуля-Томсона опыт 236
 Диаграмма *id* 213
 — *is* 193
 — *Ts* 191
 Дизеля цикл 251, 256
 Динамическое равновесие 178
 Диффузор 231
 Дросселирование 236
 Дымосос 273
- Е**диница механической энергии 58
 — мощности 59
 — тепловой энергии 58
- З**акон Авогадро 26
 — Бойля-Мариотта 23
 — Лей-Люссака 24
 — Гесса 96
 — Дальтона 29
 — действующих масс 153
 — Кирхгофа 97
 — сохранения и превращения энергии 58
 — материи 58
 Законы идеальных газов 19
 Закрытый цикл 291
- И**деальный газ 10, 31
 — цикл 104
 Избыточное давление 12
 Изменение внутренней энергии идеальных газов 68
 — — — реальных газов 67
 Изобарический процесс 69, 198
 Изобарно-изотермический процесс 93
 Изотерма 74
 Изохорический процесс 66, 196
 Индикаторный к. п. д. 266
 Истечение водяного пара 229
 — с трением 232
 Истинная теплоемкость 50
- К**арно теорема 112
 Квант 46
 — действия 46
 Килограмм 13, 16
 Килограмметр 59
 Килограммолекула 27
 Килоджоуль 59
 Кипение жидкости 178
 Кирхгофа закон 97
 Клапейрона-Клаузиуса уравнение 173
 — уравнение 26
 — — для одного моля 28
 Компенсирующий процесс 117
 Компрессор 267
 Конденсат 302
 Конденсатный насос 302
 Конденсатор 39, 302
 Конденсационная турбина 350
 Константа равновесия 153
 Концентрация молекул 20
 Коэффициент заполнения цикла 343
 — избытка воздуха 32
 — инъекции 276
 — использования тепла 352
 — потери энергии 231
 — предварительного расширения 257
 К. п. д. брутто 318
 — генератора 317
 — машинного зала 318
 — паропровода 317
 — станции 317
 — эффективный 318
 Кривая расширения газа 61
 — сжатия 61
 Критическая точка 163
 Критическое давление 224
 Кубический метр 16
- М**айера уравнение 70
 — цикл 306
 Макросостояние 135
 Макротело 9
 Максвелла уравнение 138
 Максимальная полезная работа 93

- Максимальная полевая работа 150
 — — реакции 152
 Манометр 12
 Международный киловаттчас 59
 Механическая энергия 9
 Механический к. п. д. 266
 — — двигателя 317
 — эквивалент тепла 58
 Механическое отопление зданий 110
 — — равновесие 63
 Микросостояние 134
 Микротело 9
 Минимальная работа реакции 93
 Многоступенчатое сжатие 290
 Молекулярно-кинетическая теория,
 основное уравнение 19
 — — — теплоемкости 43
 Молекулярный вес 10
 Моль 27
 Молье уравнение 165, 181
 Молярная теплоемкость 42
 — — смеси 55
 Мятие 236
- Насыщенный воздух** 203
 — пар 178
 — раствор 279
 Необратимый процесс 62
 — цикл 108
 Неравновесная концентрация 149
 Нернста тепловая теорема 156
 Нормальные условия 27
- Обобщенный цикл Карно** 126
 Обратимый процесс 62
 Обратный цикл Карно 109
 Объем газа 10
 Объемная теплоемкость 42
 Опыт Джоуля-Томпсона 236
 Основное уравнение кинетической
 теории газов 19
 Относительная влажность воздуха
 205
 Относительный весовой состав газа
 35
 — индикаторный к. п. д. 266
 — молярный состав газа 36
 — объемный состав газа 36
 Стопительный коэффициент 110
 Отработавший пар 350
 Отто цикл 251
- Параметры состояния** 60
 — — тела 11
 Паровая компрессорная установка
 360
 — машина, работа 304
 Паросодержание 179
 Пароструйный компрессор второго
 рода 276
 — — первого рода 275
 Парциальное давление газа 29, 38
 Первый закон термодинамики 58, 65,
 98
 Перегреватель 302
 Перегретый пар 163, 179
 Периодически действующая машина
 99
 Питательный насос 302
 Поверхностный конденсатор 302
- Пограничная кривая верхняя 162,
 180, 192
 Пограничная кривая нижняя 162, 180,
 192
 Полезная работа 107
 — — реакции 93
 Полезное тепло 105
 Постоянные точки 24
 Потенциальная энергия 41
 — — газа 221
 Правило фаз 174
 Предельная кривая верхняя 162, 180,
 192
 — — нижняя 162, 180, 192
 Предельно-регенеративный цикл 321
 Промежуточное охлаждение газов
 270
 Процесс адиабатический 75, 117
 — изобарический 69, 117, 196
 — изобарно-изотермический 93
 — изотермический 74, 117
 — изохорический 67, 196
 — изохорно-изотермический 93
 — политропический 83
 Прямоточный воздушно-реактивный
 двигатель 295
 Пульсирующий двигатель 295
 Пьеза 14
- Работа газа** 61, 220
 — насоса 305
 — подачи воды 306
 — расширения газа 62, 65, 93
 — сжатия газа 62
 Работоспособность газа 201
 Рабочее тело 9
 Равновесное состояние газа 60
 Разрежение 12
 Рамзина диаграмма *id* 213
 Располагаемое теплопадение 222, 309,
 315
 Распределение скоростей газовых
 молекул 29
 — — Максвелла 29
 Растворимость 279
 Расход пара 318, 337
 Реактивная сила 218
 — турбина 218
 Реактивный двигатель 218
 Реальный газ 11, 32
 Регенеративный цикл 322
 — — с конечным числом отборов
 326
 Регенератор 289
 Регенерация 289
 Ренкина цикл 306
 Ртутный пар 347
- Сабатэ цикл** 251, 262
 Самопроизвольный процесс 101
 Свойства газов 9
 Секундный расход газа при истече-
 нии 223
 Сила сцепления 10
 Силочас 59
 Скелетные таблицы 177
 Скоростной коэффициент 231
 Скрытая теплота 169
 — — возгонки 174
 — — парообразования 163, 184
 — — плавления 173
- Скрытая теплота таяния 173
 Смещение 242
 — реальных газов 247
 Сопло Лавала 228
 Средний молекулярный вес смеси 37
 Средняя квадратичная скорость 15,
 22
 — теплоемкость 53
 — — между температурами $t_1 \div t_2$ 49
 — — — — $0 \div t$ 53
 Стандартная международная шкала
 25
 Статистическая механика 133
 Стен 14
 Степень насыщения 205
 — сжатия 253
 — сухости пара 179
 Сухой воздух 203
 — пар 179
 Схема паросиловой установки 302
- Температура** 60
 — инверсии 238
 — насыщения 179
 Теорема Карно 112
 — сложения вероятностей 133
 — умножения вероятностей 134
 Теоретически необходимое количе-
 ство воздуха 32
 Тепловая диаграмма 116
 — теорема Нернста 156
 — энергия 9, 42
 Тепловое равновесие 16
 Тепловой двигатель 103
 — эффект реакции 94
 Теплоемкость 42, 45
 — газа в политропическом процес-
 се 84
 — газовых смесей 55
 — криволинейная зависимость от
 температуры 48
 — прямолинейная зависимость от
 температуры 52
 Теплосодержание 52, 71
 — влажного воздуха 209
 Теплота 42
 — разведения 280
 — растворения 279
 Теплотворная способность 94
 Теплофикация 350
 Теплоэлектроцентральный 350
 Термический коэффициент давления
 24
 — — объема 24
 — к. п. д. 106, 127
 — — предельно-регенеративного цик-
 ла 323, 326
 — — регенеративного цикла 332
 — — цикла Ренкина 309, 311
 — эквивалент работы 59
 Термическое равновесие 64
 Термодинамическая вероятность 135
 — температура 129, 176
 — шкала 175
 Термодинамический потенциал си-
 стемы 150
 Техническая атмосфера 13
 Точка росы 204
 Трансформатор давления пара 282
 Третий закон термодинамики 157
 Тройная точка 174

- Турбина 217
 — внутреннего сгорания 283
 — с отбором пара 355
 — — противодавлением 354
 — — ухудшенным вакуумом 355
 Турбогенератор 217
 Турбокомпрессор 273
 Тягомер 12
- У** глекислота 362
 Удельный вес 180
 — — смеси 37
 — объем 16, 60, 180
 Универсальная газовая постоянная 28
 Уравнение Ван-дер-Ваальса 161
 — Гибса-Гельмгольца 155
 — изотермы химической реакции 154
 — Клапейрона 26, 28
 — — Клаузиуса 173
 — Майера 70
 — Максвелла 138
 — Молье 165, 181
 — состояния 60
- Ф**игуративная точка 60
 Физическое состояние тела 60
- Х**арактеристическое уравнение идеальных газов 26
 Химическая реакция 92
 Химически обратимая реакция 148
 Химическое равновесие 148
 Холодильная установка 358
 Холодильный агрегат 370
 — коэффициент 110, 360
 Холодный источник тепла 99
- Ц**ентральная электрическая станция 350
 Цикл 104
 — Дизеля 251, 256
 — Карно 106
 — Майера 306
 — Отто 251
 — Ренкина 306
 — Сабатэ 251, 262
 Циркуляционный насос 302
- Ч**етырехтактный двигатель 252
 Число Авогадро 28
- Ш**кала идеального газа 25
- Э**лектрическая килокалория 59
 Экзотермический процесс 279
 Электрический к. п. д. 266
 Элементарный состав топлива 32
 Эмпирическая температура 129
 — шкала 129, 175
 Эндотермический процесс 279
 Энергия внутримолекулярных колебаний 41
 — вращательного движения 41
 — давления 221
 — механическая 9
 — тепловая 9
 Энтропия 113
 — изолированной системы 129
 — системы 131
 Эффективный к. п. д. 266
 — — компрессора 270

О П Е Ч А Т К И

Страница	Столбец	Строка	Напечатано	Должно быть
144	Правый	9 сверху	$H = \nu [\ln(vT^2) + \text{const}]$	$H = \nu [\ln(vT^{\frac{3}{2}}) + \text{const}]$
155	"	3 "	$\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -Ap \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -S.$	$\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -Ap; \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -S.$
204	Левый	1 снизу	$p = p_n r_{\kappa}$	$p_n = p r_{\kappa}$
346	Таблица 14-3, графа 7		жидкости $10^8 v'$,	жидкости v' .

Ts - диаграмма для водяного пара

t °C

550

500

450

400

350

300

250

200

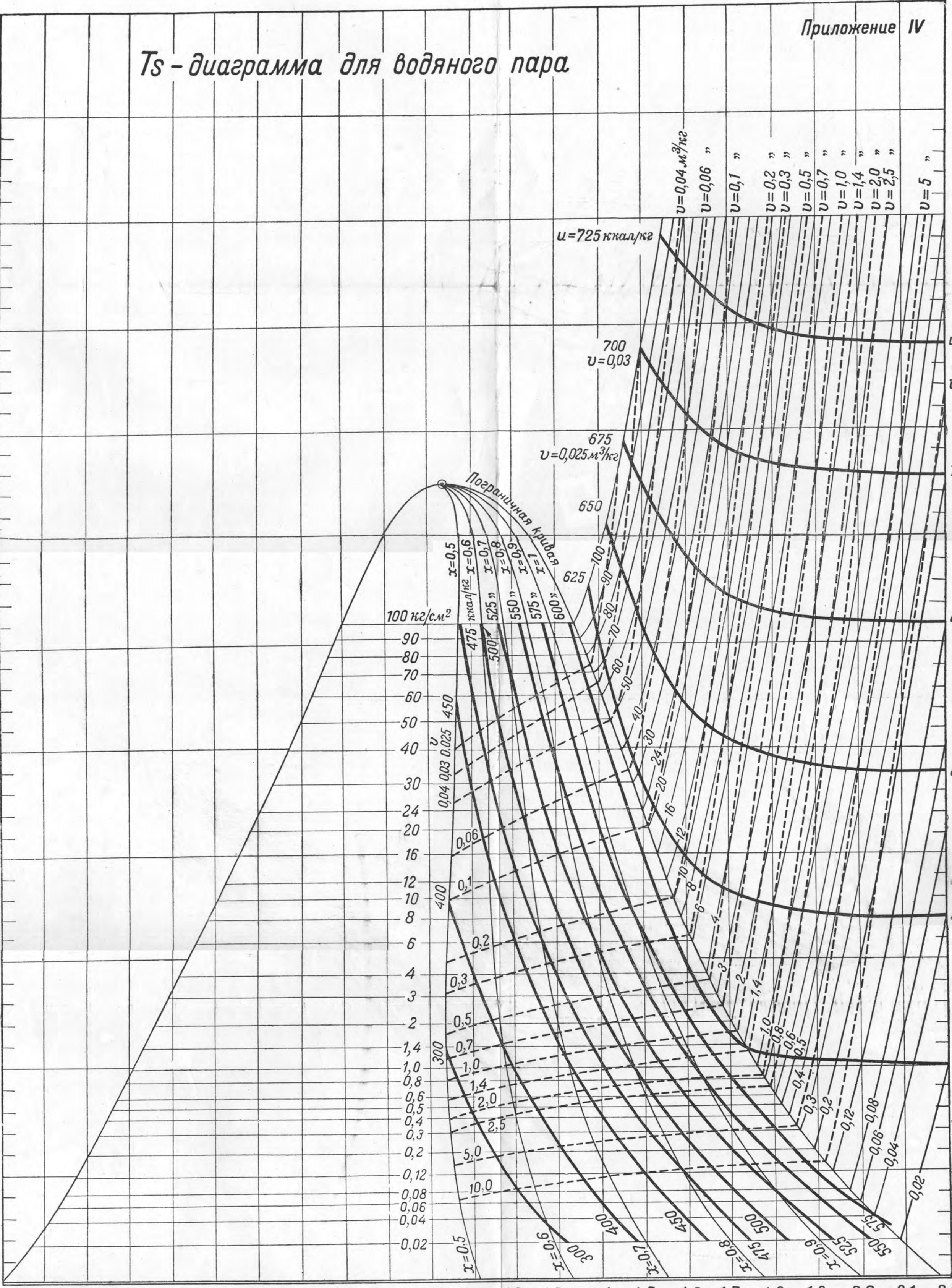
150

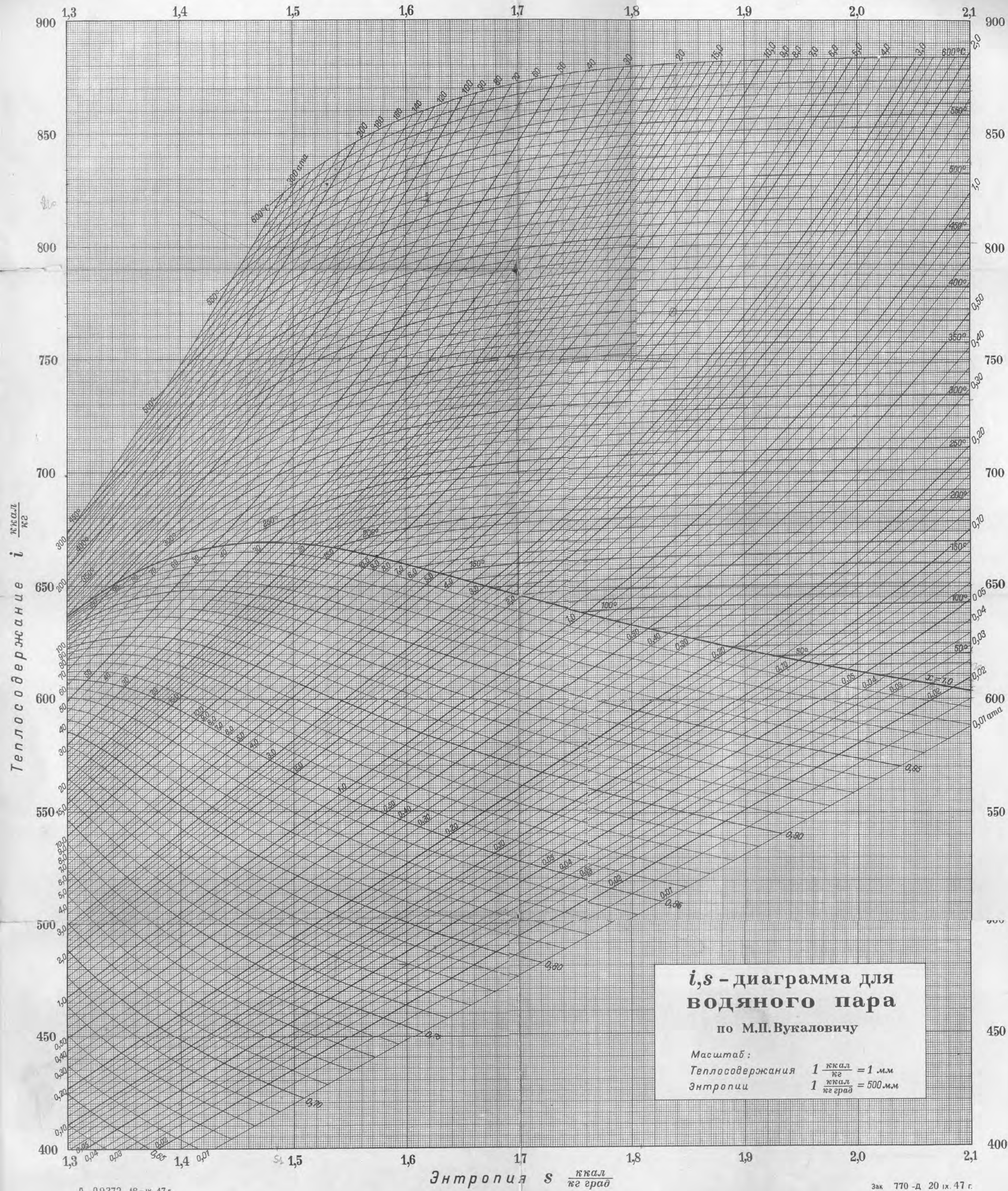
100

50

0

0,1 0,2 0,3 0,4 0,5 0,6 0,7 0,8 0,9 1,0 1,1 1,2 1,3 1,4 1,5 1,6 1,7 1,8 1,9 2,0 2,1 2,2 S





i, s - диаграмма для водяного пара
 по М.П. Вукаловичу

Масштаб:
 Теплосодержания $1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}} = 1 \text{ м.м}$
 Энтропии $1 \frac{\text{ккал}}{\text{кг град}} = 500 \text{ м.м}$