

А. М. ВОРОНОВ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ

Под редакцией проф. В. М. ТАРЕЕВА

*Допущено Отделом учебных заведений
Министерства электростанций СССР
в качестве учебного пособия
для энергетических техникумов*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1952 ЛЕНИНГРАД

ЭТ-4-2
52431

Книга предназначается для учащихся теплотехнических отделений энергетических техникумов.

В ней изложены основные вопросы технической термодинамики и теории теплопередачи. Рассмотрены паросиловые циклы агрегатов современных электростанций.

Материал изложен в объеме, предусмотренном учебными программами.

Редактор *A. E. Шейндин*

Техн. редактор *Г. Е. Ларионов*

Сдано в пр-во 20/VIII 1952 г.

Подписано к печати 29/XII 1952 г.

Объем 21 $\frac{1}{2}$ п. л.

Уч.-изд. л. 26,6

Бумага 60×92 $\frac{1}{16}$

Т-10236

Тираж 10 000

Зак. 3286

Цена 9 р. 30 к. Переплет 1 р. (номинал по прейскуранту 1952 г.)

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий курс «Теоретические основы теплотехники» изложен с учетом той специфики, которая определяется учебным планом теплотехнических специальностей энергетических техникумов системы Министерства электростанций СССР. Особенностью этого учебного плана является большая, чем обычно, увязка термодинамики и теплопередачи с техническими вопросами прикладного характера, облегчающими подготовку техника.

В курсе «Теоретические основы теплотехники» автор стремился подытожить свой педагогический опыт преподавания теплотехнических дисциплин в энерготехникуме, что как всякий новый шаг сопряжено с известными трудностями. Автор с признательностью примет все замечания о возможных недостатках книги.

Автор приносит благодарность председателю предметной комиссии по теплотехнике Шатурского энерготехникума инж. В. Н. Рудакову, председателю предметной комиссии по теплотехнике Ленинградского энерготехникума Б. Ф. Буянову и преподавателям: доцентам Б. Л. Мельницкому и М. А. Вержбинскому и инженерам С. Н. Жилову и П. И. Шалышкину, а также лауреату Сталинской премии, профессору кафедры теоретических основ теплотехники Московского энергетического института им. В. М. Молотова доктору технических наук В. А. Кириллину за все те указания, которые были сделаны автору вышеупомянутыми лицами при рецензировании рукописи данной книги.

Особую признательность автор приносит доктору технических наук проф. В. М. Тарееву за большую работу, проделанную им по редактированию рукописи книги.

Автор

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение	9

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

<i>Глава первая. Основные понятия</i>	13
1-1. Краткий исторический обзор развития термодинамики	13
1-2. Виды энергии	13
1-3. Основные параметры термодинамического состояния	15
1-4. Обратимые и необратимые процессы	22
1-5. Внутренняя энергия газа и внешняя работа	24
<i>Глава вторая. Кинетическая теория газов и законы идеальных газов</i>	26
2-1. Основное уравнение кинетической теории газов	26
2-2. Закон Бойля-Мариотта	29
2-3. Закон Гей-Люссака	29
2-4. Уравнение состояния идеального газа Менделеева-Клапейрона	31
2-5. Характеристическая газовая постоянная и ее физический смысл	32
2-6. Закон Авогадро	33
2-7. Универсальная газовая постоянная	34
<i>Глава третья. Газовые смеси</i>	35
3-1. Парциальные давления и парциальные объемы	35
3-2. Закон Дальтона	37
3-3. Разные способы задания состава смеси	37
3-4. Переход от объемных долей газа к весовым и обратно . .	39
3-5. Определение удельного объема и газовой постоянной смеси при известном весовом составе смеси	39
3-6. Определение удельного веса и кажущегося молекулярного веса смеси при известном объемном составе смеси	40
3-7. Дальнейшие преобразования формул соотношений между объемными и весовыми долями	41
<i>Глава четвертая. Реальные газы</i>	44
4-1. Отклонение реальных газов от характеристического уравнения идеальных газов	44
4-2. Уравнение Ван-дер-Ваальса	45
<i>Глава пятая. Первый закон термодинамики</i>	50
5-1. Эквивалентность теплоты и работы	50
5-2. Общий вид уравнения первого закона термодинамики	51
5-3. Энталпия газа	55
<i>Глава шестая. Теплоемкость</i>	59
6-1. Определение теплоемкости	59
6-2. График теплоемкости	61

6-3. Вывод выражения для средней теплоемкости по известной зависимости истинной теплоемкости от температуры	62
6-4. Теплоемкость смеси газов	65
6-5. Смешение газов различных давлений и температур	68
Глава седьмая. Термодинамические процессы	74
7-1. Изохорный процесс	74
7-2. Изобарный процесс	75
7-3. Изотермический процесс	76
7-4. Адиабатный процесс	78
7-5. Политропные процессы, основные уравнения	82
7-6. Теплоемкость политропного процесса, построение политропных кривых	87
7-7. Зависимость термодинамических свойств политропных процессов от вида кривых этих процессов в <i>up</i> -диаграмме	89
Глава восьмая. Второй закон термодинамики	95
8-1. Круговой обратимый процесс (цикл)	95
8-2. Прямой цикл Карно	97
8-3. Обратный цикл Карно	100
8-4. Теорема Карно	101
8-5. Второй закон термодинамики	103
8-6. Энтропия	104
8-7. Энтропийная, или тепловая, диаграмма <i>sT</i>	109
8-8. Изображение обратимого цикла Карно в <i>sT</i> -диаграмме	111
8-9. Принцип возрастания энтропии и деградации энергии изолированной системы	113
Глава девятая. Циклы двигателей внутреннего сгорания	118
9-1. Понятие о цикле двигателя внутреннего сгорания	118
9-2. Цикл с изохорным подводом тепла	118
9-3. Цикл с изобарным подводом тепла	121
9-4. Цикл со смешанным подводом тепла	123
Глава десятая. Газовые турбины	128
10-1. Понятие о газовой турбине	128
10-2. Цикл газовой турбины с подводом тепла по изобаре	130
10-3. Вывод термического к. п. д. цикла газовой турбины с подводом тепла при $p = \text{const}$ и с регенерацией	131
10-4. Вывод термического к. п. д. цикла газовой турбины с подводом тепла при $v = \text{const}$	134
10-5. Цикл газовой турбины с подводом тепла при $v = \text{const}$ и с регенерацией	135
10-6. Экономичность действительных циклов газовых турбин и будущее газовых турбин	138
10-7. Особые схемы газовых турбин	141
10-8. Основные принципы работы авиационных газовых турбин	142
10-9. Компрессоры	145
Глава одиннадцатая. Водяной пар. Основные понятия	152
11-1. Процесс образования пара	152
11-2. Удельный объем насыщенного пара	155
11-3. Количество тепла, затрачиваемое на получение пара	156
11-4. Внутренняя энергия и энтальпия пара	157
11-5. Перегретый пар	158
11-6. Вычисление энтропии воды и водяного пара	161
11-7. Таблицы насыщенного и перегретого пара	165
11-8. <i>si</i> -диаграмма для водяного пара	168

Глава двенадцатая. Термодинамические процессы водяного пара	172
12-1. Изохорный процесс для влажного пара	172
12-2. Изобарный процесс для водяного пара	174
12-3. Изотермический процесс	176
12-4. Адиабатный процесс	178
Глава тринадцатая. Циклы паросиловых установок	183
13-1. Паросиловая установка	183
13-2. Цикл Карно для насыщенного пара	184
13-3. Цикл Ренкина	185
13-4. Цикл Ренкина для различных состояний пара	188
13-5. Цикл с неполным расширением пара	191
13-6. Способы повышения к. п. д. цикла паровых двигателей	192
13-7. Регенеративный подогрев питательной воды	194
13-8. Схема установки, работающей по циклу с регенеративным подогревом воды	195
13-9. Промежуточный (вторичный) перегрев пара	198
13-10. Бинарные циклы	200
13-11. Теплофикация	203
13-12. Паровые двигатели с промежуточным отбором пара	206
Глава четырнадцатая. Истечение газов и паров	212
14-1. Определение скорости истечения газа	212
14-2. Определение секундного расхода газа	215
14-3. Исследование формул истечения	216
Глава пятнадцатая. Холодильные установки	230
15-1. Циклы холодильных установок	230
Глава шестнадцатая. Влажный воздух	233
16-1. Основные понятия	233
16-2. Точка росы, гигрометр и психрометр	234
16-3. Физические свойства влажного воздуха	235
16-4. Влагосодержание воздуха	236
16-5. Энталпия влажного воздуха. dI -диаграмма	237
16-6. Теоретическая сушилка (без потерь)	239
ЧАСТЬ ВТОРАЯ	
ТЕПЛОПЕРЕДАЧА	
Глава семнадцатая. Теплопроводность	245
17-1. Основные понятия	245
17-2. Передача тепла теплопроводностью	246
17-3. Температурный градиент	248
17-4. Тепловой поток	248
17-5. Теплопроводность плоской стенки	252
17-6. Многослойная стена	254
17-7. Теплоотдача плоской стенки	257
17-8. Теплопроводность цилиндрической стенки	262
Глава восемнадцатая. Конвективный теплообмен	269
18-1. Основные понятия	269
18-2. Теория подобия	271
18-3. Теорема Ньютона	273
18-4. Применение теоремы Ньютона к случаю движения жидкости (капельной или упругой)	275

18-5. Ламинарное и турбулентное движение	277
18-6. Практическое определение коэффициента теплоотдачи	281
18-7. Теплоотдача при свободном течении жидкости	289
18-8. Теплоотдача при изменении агрегатного состояния жидкости (кипение, конденсация)	290
18-9. Пример теплового расчета конденсатора	293
Глава девятнадцатая. Теплообмен излучением	297
19-1. Основные понятия	297
19-2. Закон Планка	298
19-3. Закон Ламберта	299
19-4. Излучение твердыми телами	300
19-5. Теплообмен излучением (лучеиспусканием)	300
19-6. Закон Кирхгофа	302
19-7. Абсолютно черное тело, серые тела	303
19-8. Лучеиспускание газов	304
19-9. Приведенные коэффициенты поглощения и лучеиспускания системы тел	308
19-10. Излучение в топочном пространстве парового котла	310
Глава двадцатая. Теплообменные аппараты	315
20-1. Основные понятия	315
20-2. Определение коэффициента теплопередачи	318
20-3. Определение поверхности нагрева теплообменного аппарата	319
Литература	323
Приложения	324

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические основы теплотехники закладывают научный фундамент для дальнейшего изучения теплотехнических дисциплин.

Приступая к изучению теплотехнических дисциплин, учащийся должен знать, что уже проделано в нашей стране и что намечено сделать в исторических сталинских пятилетних планах в области энергетики.

Товарищ Ленин создал план электрификации России, вошедший в историю под названием плана ГОЭЛРО (Государственная комиссия по электрификации России). В нем было предусмотрено грандиозное строительство тепловых электростанций в основном на местном, непривозном топливе, а также гидростанций.

Декрет ВЦИК об электрификации России был датирован февралем 1920 г. В Государственную комиссию по электрификации России вошло около 200 выдающихся русских энергетиков. План намечал сооружение 30 электрических станций общей мощностью в 1,5 млн. квт (20 тепловых электростанций и 10 гидростанций).

Об этом плане И. В. Сталин писал В. И. Ленину¹: «Последние 3 дня я имел возможность прочесть сборник «План электрификации России». Болезнь помогла (нет худа без добра!). Превосходная, хорошо составленная книга. Мастерский набросок действительно единого и действительно государственного хозяйственного плана без кавычек. Единственная в наше время марксистская попытка подведения под советскую надстройку хозяйственно отсталой России действительно реальной и единственно возможной при нынешних условиях технически-производственной базы».

В дальнейшем план электрификации был не только выполнен, но и перевыполнен.

Один Днепрогэс, намеченный планом ГОЭЛРО, давал свыше миллиарда киловатт часов в год, т. е. больше, чем вся царская Россия в 1913 г.

На VIII Всероссийском съезде Советов В. И. Ленин сказал о плане ГОЭЛРО²: «Коммунизм — это есть Советская власть плюс электрификация всей страны».

¹ И. В. Стalin, т. 5, стр. 50.

² В. И. Ленин. Соч., т. 31, стр. 484.

За период первой пятилетки (1928—1932) мощность электрических станций возросла с 1,9 до 4,7 млн. квт, а выработка электроэнергии с 5 до 13,76 млрд. квт¹.

В период второй пятилетки (1933—1937) широко развивалось строительство электростанций нового вида — теплоцентралей (ТЭЦ), производящих одновременно электрическую энергию и тепло.

XIX съезд Коммунистической партии СССР наметил дальнейшие задачи в области энергетики, дальнейшие мощные темпы ее развития в нашей стране. Так, например, по пятилетнему плану в 1955 году электростанции Советского Союза должны вырабатывать электроэнергии на 80 % больше, чем в 1950 году. Общая мощность электростанций по плану увеличивается вдвое, а гидростанций — втройне. Будут введены в действие Куйбышевская, Камская, Горьковская, Мингечаурская, Усть-Каменогорская и другие станции.

В годы осуществления пятого пятилетнего плана широко развернется строительство Сталинградской и Каховской гидроэлектростанций, начнется строительство Чебоксарской на Волге, Воткинской на Каме и др.

Одновременно со строительством гидроэлектростанций будет обеспечен значительный рост мощностей тепловых электрических станций в целях улучшения электроснабжения промышленных районов Юга, Урала, Кузбасса и для осуществления широкой теплофикации городов и промышленных предприятий.

Это строительство позволит решить ряд важнейших задач по дальнейшей электрификации промышленности, сельского хозяйства и транспорта.

Успешное осуществление пятилетнего плана свидетельствует о расцвете нашей экономики, науки, культуры и техники и является вкладом в создание материально-технической базы коммунизма.

Июньский пленум ЦК ВКП(б) (1931) принял решение о теплофикации, которое создало исторический перелом в деле развития электрификации¹: «ЦК считает, что в дальнейшем плане электрификации страны должна быть во всем объеме учтена задача развернутого строительства мощных теплоэлектроцентралей, в первую очередь в крупных индустриальных центрах, как старых (Москва, Ленинград, Харьков и др.), так и в новых (Челябинск, Сталинград и др.)».

Это решение положило начало быстрому развитию теплофикации, в области которой СССР принадлежит первое место в мире, так как в нашей стране плановое хозяйство и советский

¹ Всесоюзная коммунистическая партия (большевиков) в резолюциях и решениях съездов, конференций и пленумов ЦК, часть II, 1925—1939.

государственный строй создают благоприятную почву для ее развития.

В настоящее время еще шире развернулось строительство новых электростанций.

Такое широкое развитие энергетики и, в частности, теплоэнергетики в СССР базируется на больших достижениях отечественной теплотехнической науки. Русские ученые, начиная с Ломоносова и Ползунова, явились основоположниками теплотехники как науки.

М. В. Ломоносов впервые высказал основные положения молекулярно-кинетической теории газов. В статье «Размышления о причинах теплоты и холода» он писал: «теплота состоит во внутреннем движении материи». М. В. Ломоносов на 100 лет опередил зарубежных ученых в разработке основ молекулярно-кинетической теории тепла.

М. В. Ломоносов, рассуждая о движении молекул, первым пришел к мысли об абсолютном нуле температуры. Закон сохранения материи был установлен М. В. Ломоносовым.

И. И. Ползунову принадлежит приоритет изобретения первой заводской паровой машины, которую он изобрел на 20 лет раньше Уатта.

В области молекулярно-кинетической теории газов глубокие исследования проведены проф. Н. Н. Пироговым. Эти работы Н. Н. Пирогова относятся к восьмидесятым годам прошлого столетия.

В шестидесятых годах прошлого столетия великий русский ученый Д. И. Менделеев установил, что все вещества имеют определенную критическую температуру. Д. И. Менделеевым проведены многочисленные работы по исследованию сжимаемости газов.

Первые русские учебники по термодинамике принадлежат проф. И. А. Вышнеградскому и М. Ф. Окатову.

В области определения термодинамических свойств насыщенных паров надо отметить труды Богаевского, Голицына, Надеждина, Кистяковского и др.

Говоря о теории водяного пара и создании термодинамической теории паровых машин и турбин, необходимо отметить следующие имена русских ученых: В. И. Гриневецкого, А. А. Радцига, А. А. Брандта и др.

Первые исследования по теплопередаче были проведены другом М. В. Ломоносова академиком Г. В. Рихманом еще в 1750 г. Многие важные проблемы в области теплопередачи были успешно решены С. Я. Терешиным, В. А. Михельсоном, В. А. Ульянином, М. В. Остроградским, Р. Э. Ленцом, М. В. Кирпичевым и др.

В области теории паровых котлов надо отметить работы Гавриленко, Деппа, Кирша, Шухова, Рамзина и других русских ученых.

Русским теплотехникам принадлежит идея применения кислородного дутья для интенсификации процесса газификации твердого топлива.

В настоящее время в Советском Союзе большое число крупных ученых успешно работает над решением многих сложных вопросов современной теплоэнергетики.

Научная работа многочисленных теплотехнических коллективов объединяется первоклассными научно-исследовательскими институтами и в первую очередь Энергетическим институтом имени академика Г. М. Кржижановского Академии наук СССР, Всеобщим теплотехническим институтом имени Ф. Э. Дзержинского и Центральным котло-турбинным институтом имени И. И. Ползунова.

Высокий уровень развития теплотехнической науки, те достижения в области энергетики, которые воплощаются в создании великих строек коммунизма, — возможны только в стране победившего социализма, в стране, где власть принадлежит народу, в государстве, в котором под мудрым руководством Коммунистической партии во главе с великим Сталиным успешно осуществляется построение бесклассового коммунистического общества.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

1-1. КРАТКИЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ОБЗОР РАЗВИТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

Термодинамика есть наука об энергии и ее свойствах. Термодинамика охватывает вопросы, связанные с превращением тепловой энергии в механическую с помощью тепловых двигателей (двигателей внутреннего сгорания, паровых машин, паровых турбин и др.).

Термодинамика базируется на двух основных положениях, которые называются первым и вторым законами термодинамики.

Первый закон термодинамики указывает на эквивалентность теплоты и работы, а второй — на условия, при которых энергия может превращаться в работу.

Для решения конкретных задач термодинамики, кроме двух основных законов термодинамики, необходимо еще иметь представление о строении материи. Отсюда — особое значение кинетической теории газов, которая была разработана на первых же шагах развития термодинамики. Первые мысли о кинетической теории газов мы находим уже у М. В. Ломоносова.

Термодинамика развилась из учения о превращениях энергии. Следовательно, она могла развиться лишь после установления закона сохранения и превращения энергии.

До середины прошлого столетия господствовало воззрение, что теплота представляет своего рода вещество. Следы этого воззрения встречаются еще и теперь в терминологии. Но еще в 1750 г. М. В. Ломоносов дал развернутую критику общепринятой в то время теории теплорода и последовательно развил мысль о том, что теплота есть форма движения: «...необходимо, чтобы достаточное основание теплоты состояло в движении какой-либо материи».

Открытие закона сохранения и превращения энергии оказало огромное влияние на развитие науки: казалось, что найден ключ ко всем загадкам природы. Закон сохранения и превращения энергии принадлежит к величайшим достижениям науки.

1-2. ВИДЫ ЭНЕРГИИ

В «Диалектике природы» Ф. Энгельс так определяет энергию: «С первого же взгляда ясно, что форма движения, рассматриваемая здесь как отталкивание, есть та самая, которая в современ-

ной физике обозначается как «энергия»...¹. Но теплота есть одна из форм так называемой «энергии»; последняя и здесь оказывается опять-таки тождественной с отталкиванием»².

Таким образом, различные виды энергии связаны с движением. Живая сила, или кинетическая энергия движущегося тела, пропорциональна его массе и квадрату его скорости.

Тело, обладающее энергией, способно производить работу.

Ф. Энгельс там же говорит³: «Таким образом, работа — это изменение формы движения, рассматриваемое с его количественной стороны».

Далее говорится⁴: «Как мы видели, существуют две формы, в которых исчезает механическое движение, живая сила. Первая — это его превращение в механическую потенциальную энергию путем, например, поднятия какого-нибудь груза. Эта форма отличается не только той особенностью, что она может превратиться обратно в механическое движение — и притом механическое движение, обладающее той же самой живой силой, что и первоначальное движение, — но также и той, что она способна лишь на эту единственную перемену формы. Механическая потенциальная энергия никогда не может произвести теплоты или электричества, не перейдя предварительно в действительное механическое движение...

Вторая форма исчезновения механического движения имеет место при трении и ударе, отличающихся друг от друга только по степени...

Трение — это хронический удар, удар — мгновенное трение. Исчезающее здесь механическое движение исчезает *как такое*. Оно на первых порах не восстановимо снова само собою... Механическое движение превратилось в качественно отличные формы движения, в теплоту, в электричество — в формы молекуллярного движения».

Как уже указывалось, механическая энергия может переходить в другие виды энергии в форме тепла и работы.

Для измерения количества тепла установлена особая единица, называемая килокалорией. Килокалория — количество теплоты, которое необходимо для изменения температуры 1 кг воды на 1° стоградусной шкалы в интервале температур от 19,5 до 20,5°C.

Механическая работа измеряется в килограммометрах.

Энергии различных видов могут измеряться, вообще говоря, как в килокалориях, так и в килограммометрах.

Рабочим телом в различных термодинамических процессах и циклах, рассматриваемых в термодинамике газов, часто явля-

¹ Энгельс, Диалектика природы, стр. 48, год 1950.

² Там же, стр. 50, год 1950.

³ Там же, стр. 70, год 1950.

⁴ Там же, стр. 79, год 1950.

ются так называемые идеальные газы, т. е. такие газы, молекулы которых не обладают взаимодействием и не имеют объема. Весьма близко под понятие идеального газа подходит действительный газ в состоянии разрежения, так как при этом взаимодействие молекул становится малым, а общим объемом молекул по отношению к объему, занимаемому газом, можно пренебречь.

В термодинамике паров в качестве рабочего тела рассматривается водяной пар, в настоящее время наиболее употребляемый в технике.

В специальных циклах рассматривается ртутный пар. В тепло-технике применяются пары и других веществ (аммиака и др.), которые рассматриваются в специализированных курсах термодинамики.

1-3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ

Параметр термодинамического состояния представляет собой величину, служащую для характеристики состояния системы.

Термодинамическое состояние рабочих тел полностью характеризуется следующими параметрами состояния: температурой, давлением и удельным объемом.

а) Температура

Температура тела есть мера его нагретости. Для измерения температуры тела применяют прибор, называемый термометром. При соприкосновении термометра с телом, по установлении состояния теплового равновесия между ними, термометр определяет измеряемую температуру тела.

Для измерения температур в СССР применяется стоградусная шкала. В качестве двух постоянных точек этой шкалы выбраны:

а) точка плавления чистого льда;

б) точка кипения чистой воды при нормальном атмосферном давлении.

Интервал между этими двумя температурами принимают за сто градусов.

По стоградусной шкале точка плавления льда обозначается 0°C , а точка кипения 100°C .

Температура по этой шкале ($^{\circ}\text{C}$) обозначается через t .

Температуры ниже 0°C и выше 100°C получают соответствующим продлением стоградусной шкалы ниже 0°C и выше 100°C .

Кроме указанных двух постоянных точек стоградусной шкалы, имеется еще четыре постоянные точки, необходимые для проведения проверки и градуировки соответствующих термометри-

ческих приборов. Такими постоянными точками являются температуры кипения при нормальном давлении кислорода — $-182,97^{\circ}\text{C}$ и серы $444,60^{\circ}\text{C}$, а также температуры затвердевания серебра $960,5^{\circ}\text{C}$ и золота $1063,0^{\circ}\text{C}$.

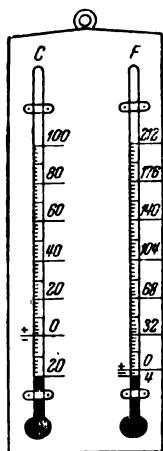
Кроме стоградусной шкалы в термодинамике применяется также так называемая абсолютная шкала температур, нуль которой лежит на $273,16^{\circ}$ ниже нуля стоградусной шкалы.

Абсолютная температура ($^{\circ}\text{K}$) обозначается через T .

Переход от абсолютной шкалы температур к стоградусной и обратно делается при помощи следующих формул:

$$t = T - 273,16^{\circ}\text{C}, \quad (1-1)$$

$$T = t + 273,16^{\circ}\text{K}.$$



Фиг. 1-1. Сопоставление стоградусной шкалы температур со шкалой Фаренгейта.

Кроме стоградусной и абсолютной шкал в некоторых странах применяется шкала Фаренгейта ($^{\circ}\text{F}$), у которой нуль смешен ниже на 32° F против нуля стоградусной шкалы, а точка кипения по шкале Фаренгейта принимается за 212° F (фиг. 1-1). Для перехода к стоградусной Фаренгейта и обратно пользуются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} {}^{\circ}\text{C} &= \frac{5}{9}(\text{F} - 32), \\ {}^{\circ}\text{F} &= \frac{9}{5} {}^{\circ}\text{C} + 32. \end{aligned} \right\} \quad (1-2)$$

б) Давление

Под давлением в термодинамике подразумевается сила, приходящаяся на единицу площади. Давление обозначается через p и измеряется в $\text{kг}/\text{см}^2$ или в $\text{kг}/\text{м}^2$.

Давление 1 $\text{kг}/\text{см}^2$ называется технической атмосферой или просто атмосферой:

$$1 \text{ atm} = 1 \text{ кг}/\text{см}^2 = 10000 \text{ кг}/\text{м}^2.$$

Кроме технической атмосферы применяется физическая атмосфера

$$1 \text{ Am} = 1,0332 \text{ кг}/\text{см}^2 = 10332 \text{ кг}/\text{м}^2.$$

Физическая атмосфера соответствует среднему давлению атмосферного воздуха на уровне моря. Это давление уравновешивает столб ртути в 760 **мм** высотой (при 0°C).

Термодинамическое состояние при так называемых нормальных условиях соответствует температуре 0°C и давлению 760 мм рт. ст.

В технике нередко применяется другое нормальное состояние при температуре 15°C и давлении в одну техническую атмосферу 1 кг см².

Прибор, измеряющий давление, называется манометром.

Следует различать давление абсолютное и избыточное.

Абсолютным давлением называется давление газа на стенку сосуда с одной стороны. Если взять сосуд и наполнить его, например, азотом под некоторым давлением, то давление на стенку сосуда будет передаваться от азота—с одной стороны и от окружающего воздуха—с другой стороны.

Стенка будет находиться под разностью двух абсолютных давлений. Эта разность двух давлений будет называться избыточным давлением, т. е.

$$p_{изб} = p_{внутр} - p_{наруж} \quad (1-3)$$

Наружное или окружающее давление воздуха определяется показаниями барометра и называется барометрическим, внутреннее давление $p_{внутр}$ назовем просто абсолютным давлением $p_{абс}$, а избыточное давление есть давление манометрическое, т. е.

$$p_{наруж} = p_{бар}; \quad p_{внутр} = p_{абс}; \quad p_{изб} = p_{ман},$$

и поэтому

$$p_{ман} = p_{абс} - p_{бар},$$

т. е. оно равно разности двух абсолютных давлений. Барометрическое давление зависит от состояния погоды (является переменным).

Согласно уравнению (1-3) абсолютное давление равно

$$p_{абс} = p_{бар} + p_{изб}. \quad (1-4)$$

В конденсаторах паровых турбин давление пара $p_{внутр}$ всегда ниже давления атмосферы. Разность между окружающим барометрическим давлением и внутренним (абсолютным) давлением в конденсаторе называется разрежением.

Обозначая разрежение в конденсаторе через $p_{разр}$, получим:

$$p_{разр} = p_{наруж} - p_{внутр} = p_{бар} - p_{абс}. \quad (1-5)$$

Разрежение (вакуум) измеряется прибором, который называется вакуумметром.

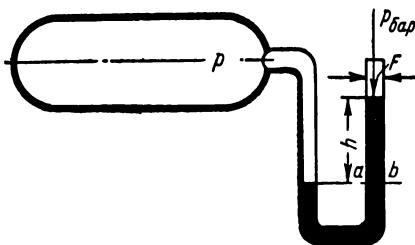
Абсолютное давление, измеренное в кг/см², обозначается тремя буквами *ата*. Избыточное давление в тех же единицах обозначается *ати*.

Из уравнения (1-5) следует, что в случае разрежения в сосуде абсолютное давление в нем p_{abc} равно разности между барометрическим и вакумметрическим давлениями:

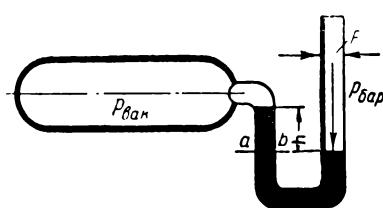
$$p_{abc} = p_{бар} - p_{разр}. \quad (1-6)$$

Часто измерение давления удобно производить высотой столба жидкости.

Пусть в закрытом сосуде, в котором давление p больше атмосферного, установится равновесие относительно сечения ab , как это показано на фиг. 1-2 при $p > p_{бар}$.



Фиг. 1-2. Измерение избыточного давления газа столбом жидкости.



Фиг. 1-3. Измерение разрежения газа столбом жидкости.

При измерении давления меньше атмосферного столб ртути в U-образной трубке займет такое положение, которое показано на фиг. 1-3.

Трубка, заполненная ртутью, имеет площадь свободного сечения F . Составим уравнение равновесия относительно сечения ab (фиг. 1-2). Снизу на сечение ab действует сила

$$pF.$$

Сверху на то же сечение действует сила $p_{бар}F$ и сила давления столба ртути высотой h , т. е. $h\gamma F$, где γ — удельный вес ртути. Поэтому

$$pF = p_{бар}F + h\gamma F,$$

откуда высота жидкости h будет равна:

$$h = \frac{p - p_{бар}}{\gamma}. \quad (1-7)$$

Эта формула показывает, что высота столба жидкости прямо пропорциональна разности давлений, обратно пропорциональна удельному весу жидкости, залитой в U-образную трубку, и не зависит от площади сечения трубы.

Из уравнения (1-7) следует, что физическая атмосфера при удельном весе ртути $\gamma = 13\,595 \text{ кг}/\text{м}^3$ может быть определена давлением столба ртути

$$h = \frac{10\,332}{13\,595} = 0,76 \text{ м рт. ст.} = 760 \text{ мм рт. ст.},$$

или столба воды

$$h = \frac{10\,332}{1\,000} = 10,332 \text{ м вод. ст.} = 10\,332 \text{ мм вод. ст.}$$

Соответственно техническая атмосфера может быть выражена следующим столбом ртути:

$$h = \frac{10\,000}{13\,595} = 0,7356 \text{ м рт. ст.} = 735,6 \text{ мм рт. ст.},$$

или столбом воды

$$h = \frac{10\,000}{1\,000} = 10,0 \text{ м вод. ст.} = 10\,000 \text{ мм вод. ст.}$$

Таблица 1-1

Соотношение различных единиц измерения давления

Наименование	$\text{кг}/\text{см}^2$	$\text{кг}/\text{м}^2$	Высота ртутного столба при 0°C , м	Высота ртутного столба при 0°C , мм	Высота водяного столба при 0°C , м	Высота водяного столба при 0°C , мм
Физическая атмосфера (ата) .	1,0332	10 332	0,760	760	10,332	10 332
Техническая атмосфера (ата) .	1,00	10 000	0,7356	735,6	10,000	10 000

При вычислении абсолютного давления по показаниям манометра и барометра следует все величины давления выразить в одинаковых единицах.

Кроме того, высоту столба ртути барометра, измеряющего атмосферное давление, надо сначала привести к температуре, равной нулю. Если показание барометра $p_{бар}$ дано в мм рт. ст., то окружающее давление в $\text{кг}/\text{см}^2$ будет:

$$p = \frac{p_{бар} - \frac{P_{бар}}{1\,000} x}{735,6} \text{ кг}/\text{см}^2, \quad (1-8)$$

где x — поправка к показаниям в зависимости от температуры столба ртути (табл. 1-2).

Если температура ртути выше нуля, то поправка x будет отрицательная, а если температура ртути ниже нуля, то поправка x будет положительная.

Таблица 1-2

Таблица поправок к показаниям барометра в зависимости от температуры ртути барометра

Температуры	0	± 5	± 10	± 15	± 20	± 25	± 30
Поправки x в $мм$ рт. ст. на 1000 $мм$ рт. ст. . .	0	$\mp 0,87$	$\mp 1,73$	$\mp 2,59$	$\mp 3,45$	$\mp 4,31$	$\mp 5,17$

Приведение высоты ртутного столба барометра, а также других жидкостных манометров с рабочей жидкостью ртутью к 0°C может быть сделано по формуле:

$$h_0 = h(1 \mp 0,000172t) \text{ } мм \text{ рт. ст.},$$

где h_0 — показание барометра или манометра, приведенное к 0°C ;
 h — высота столба барометра или манометра при температуре $t^\circ\text{C}$.

Таким образом, в этом случае давление, измеряемое жидкостным барометром или манометром, определится из выражения

$$p = \frac{h_0}{735,6} \text{ кг/см}^2.$$

в) Удельный объем

Третьим параметром состояния вещества является удельный объем, т. е. объем, занимаемый единицей веса.

В технической термодинамике он обозначается через v и имеет размерность $м^3/кг$:

$$v = \frac{V}{G} \text{ } м^3/кг, \quad (1-9)$$

где V — общий объем, $м^3$;
 G — общий вес, $кг$.

Удельный вес γ есть вес в единице объема:

$$\gamma = \frac{G}{V} \text{ кг/м}^3. \quad (1-10)$$

Из уравнений (1-9) и (1-10) следует, что

$$v = \frac{1}{\gamma} \quad (1-11)$$

и

$$\gamma = \frac{1}{v}. \quad (1-11)$$

Полные объемы, удельные объемы и удельные веса, отнесенные к нормальным условиям, т. е. к 0° С и 760 мм рт. ст., называются нормальными и обозначаются через V_n , v_n , γ_n с размерностью м^3 , $\text{м}^3/\text{кг}$ и $\text{кг}/\text{м}^3$.

Задача 1-1. Зная удельный вес воздуха при 0° С и давлении 760 мм рт. ст. $\gamma_n = 1,293 \text{ кг}/\text{м}^3$, определить его удельный объем.

Решение.

$$v_n = \frac{1}{\gamma_n} = \frac{1}{1,293} = 0,7734 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Задача 1-2. Давление в паровом котле измеряется манометром. Манометр показывает давление 5 кг/см². Определить абсолютное давление пара в паровом кotle, если барометрическое давление 758 мм рт. ст., а температура воздуха, окружающего барометр, 18° С.

Решение. Как известно,

$$p_{abc} = p_{man} + p_{bar}.$$

Переведем показание барометра из мм рт. ст. в атмосферы. Для этого воспользуемся уравнением

$$p_{bar} = \frac{p_{bar}}{1000} \cdot x$$

$$p_{bar} = \frac{735,6}{735,6} \cdot x,$$

где x есть поправка в мм рт. ст. на 1000 мм рт. ст. (табл. 1-2). Таким образом,

$$p_{bar} = \frac{758 - \frac{758}{1000} \cdot 2,93}{735,6} = \frac{758 - 2,22}{735,6} = 1,027 \text{ ата};$$

$$p_{abc} = 5 + 1,027 = 6,027 \text{ ата}.$$

Эту задачу можно решить приближенно прибавлением к манометрическому давлению 1 атм, т. е. считая давление атмосферного воздуха равным 1 атм.

Задача 1-3. Определить абсолютное давление пара p_{abc} в конденсаторе паровой турбины и разрежение в нем в процентах от барометрического, если измеренное ртутным вакуумметром разрежение равно 720 мм рт. ст., а температура воздуха, окружающего вакуумметр, равна 27° С.

Барометрическое давление равно 755 мм рт. ст. при температуре воздуха, окружающего барометр, 18° С.

Решение.

$$p_{разр} = \frac{720 - \frac{720}{1000} \cdot 4,65}{735,6} = 0,97 \text{ атм};$$

$$p_{bar} = \frac{755 + \frac{755}{1000} \cdot 3,11}{735,6} = 1,029 \text{ ата};$$

$$p_{abc} = 1,029 - 0,97 = 0,059 \text{ ата}.$$

Разрежение в процентах от барометрического давления (т. е. вакуум)

$$\frac{0,97}{1,029} \cdot 100 = 94,2\%.$$

Задача 1-4. В водяном отопительном котле избыточное давление не должно превосходить 0,5 ати. Какова должна быть для этого высота открытой сверху переливной трубы?

Решение.

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

Таким образом, высота переливной трубы должна быть равна

$$10 \cdot 0,5 = 5 \text{ м вод. ст.}$$

Задача 1-5. Перевести 60° F в ° C и в ° K. Перевести 380° K в ° F.

Задача 1-6. Определить абсолютное давление пара в паровом кotle, если манометр показывает давление 9 ати. Барометрическое давление 748 мм рт. ст. при температуре окружающего барометр воздуха 25° C.

Задача 1-7. Определить абсолютное давление пара в конденсаторе паровой машины и разрежение в конденсаторе в процентах от барометрического давления, если измеренное ртутным вакуумметром разрежение равно 600 мм рт. ст. при температуре ртути в вакуумметре 30° C. Барометрическое давление равно 748 мм рт. ст. при температуре ртути в барометре — 17° C.

Задача 1-8. Высота водонапорной башни 45 м. Определить давление в трубопроводе у поверхности земли.

Задача 1-9. Определить абсолютное давление в газоходе парового котла, если измеренное тягомером давление равно 40 мм вод. ст. и барометрическое давление 737 мм рт. ст. Оба измерения приведены к 0° C.

Задача 1-10. В закрытом сосуде давление уравновешивается последовательно расположенным столбом ртути в 757 мм рт. ст. и столбом воды высотой 2350 мм. Определить абсолютное давление в сосуде, если барометрическое давление равно 743 мм рт. ст. при 0° C.

1-4. ОБРАТИМЫЕ И НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ

Изменение параметров состояния тела называется термодинамическим процессом.

Таким образом, произвольный термодинамический процесс, вообще говоря, характеризуется вполне определенным изменением всех параметров состояния p , v и T . Графически все процессы можно рассматривать в соответствующей трехосной системе координат, однако наиболее удобно это делать в плоскостной системе координат, в так называемой vp -диаграмме. Если теперь какой-либо процесс расширения газа 1-2, связанный с изменением его параметров, изобразить в такой vp -диаграмме фиг. 1-4 и считать за прямой процесс, то обратным будет такой процесс сжатия 2-1 (фиг. 1-4), при котором газ пройдет через те же состояния, но в обратном порядке. Практически для изменения направления процесса (т. е. для замены прямого процесса обратным) необходимо какое-либо изменение в окружающих условиях. Если газ находится в состоянии равновесия, то его основные параметры состояния v , p и T , т. е. давление, удельный объем и температура, будут в каждый момент одинаковы для всех точек газа.

В действительных процессах равновесное состояние газа нарушается, температура и давление в различных точках тела становятся неравными.

Различие температур и давлений в разных точках тела обычно тем больше, чем быстрее протекает процесс.

Однако теоретически мыслимы такие воображаемые процессы, которые состоят из большого числа последовательных равновесных состояний, изменяющихся чрезвычайно медленно при сохранении постоянства давления и температуры по всему объему рассматриваемого газа и при равенстве температур и давлений между газом и окружающей средой в каждый момент.

Равенство давлений во всех точках газа говорит о механическом равновесии газа, равенство температур — о термическом равновесии.

При наличии механического и термического равновесия внутри газа и по отношению к окружающей среде всякий прямой процесс может быть изменен на соответствующий обратный процесс без каких-либо изменений в окружающих условиях.

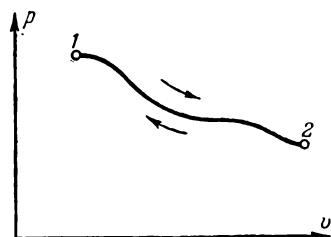
Возможность последовательного совершения газом сначала прямого, затем соответствующего обратного процесса, причем в конечном счете не только тело возвращается в свое начальное состояние, но и в окружающей среде также не остается изменений, носит название обратимости процессов.

Обратимые (равновесные) процессы — это воображаемые процессы. Они введены в термодинамику лишь постольку, поскольку такие процессы могут быть достаточно полно рассмотрены термодинамикой.

Все действительные процессы необратимы и могут только приближаться к обратимым процессам.

Реальные процессы сопровождаются отсутствием механического и термического равновесия, так как при передаче тепла от среды к телу всегда имеет место падение температуры по направлению передачи тепла, а с другой стороны при возможных перемещениях необходимо падение давления в направлении расширения газа. При изменении объема газа появляются силы трения с образованием вихрей, возникают силы инерции и пр.

Лишь при равновесном состоянии давление и температура тела по всему объему одинаковы и только поэтому они являются параметрами состояния газа. При отсутствии же равновесного состояния температура и давление перестают быть параметрами состояния тела; тогда можно говорить только о средних значениях температуры, давления и удельного объема тела в каждый момент времени.



Фиг. 1-4. Прямой и обратный процессы.

В технической термодинамике рассматриваются лишь обратимые (равновесные) процессы. Для перехода от них к реальным процессам требуется введение поправок.

1-5. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ГАЗА И ВНЕШНЯЯ РАБОТА*

Молекулярно-кинетическая теория строения вещества учит, что газообразные тела состоят из молекул, которые движутся с большими скоростями во всевозможных направлениях. Скорость движения молекул зависит от температуры газа, увеличиваясь вместе с нею. Молекулы находятся в поступательном и в то же время вращательном движении, и поэтому они обладают кинетической энергией поступательного и вращательного движений.

Как известно из физики, молекулы состоят из атомов, которые находятся в колебательном движении, и обладают энергией внутримолекулярных колебаний. Кроме этого, каждая молекула обладает потенциальной энергией, которая зависит от сил притяжения между отдельными молекулами. Перечисленные виды энергии молекулы представляют собой внутреннюю энергию газа.

Движение молекул, обусловливающее собой степень нагретости (температуру) газа, может рассматриваться как явная, или ощущимая, часть внутренней энергии газа. Силы взаимного притяжения между молекулами обусловливают собой внутреннюю потенциальную энергию газообразного тела, называемую также скрытой энергией (так как эта часть не влияет на температуру газа). С увеличением объема газа происходит увеличение внутренней потенциальной энергии газообразного тела.

Для 1 кг вещества внутренняя энергия вещества обозначается через u , а для G кг через U . В качестве единицы измерения внутренней энергии газа берется 1 килокалория (ккал).

Внутренняя энергия газа как всякая энергия есть функция состояния, поэтому, принимая за независимые переменные, например, v и T , можно написать:

$$u = f(v_1 T_1),$$

откуда в первом состоянии

$$u_1 = f(v_1 T_1)$$

и во втором состоянии

$$u_2 = f(v_2 T_2)$$

и, следовательно, изменение внутренней энергии в процессе 1-2 будет определяться выражением

$$\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1 = f(v_2 T_2) - f(v_1 T_1). \quad (1-12)$$

В технической термодинамике и теплотехнике особое значение имеет изменение внутренней энергии (а не абсолютное ее значение).

Для идеального газа внутренняя энергия зависит только от температуры газа (но не зависит от объема), т. е. состоит только из явной части. Поэтому для идеального газа подсчет изменения внутренней энергии значительно упрощается. Приято для газов и паров считать внутреннюю энергию равной нулю при нормальных условиях, т. е. при 0°C и при давлении 760 мм рт. ст.

Если какой-либо процесс совершается с увеличением объема газа, то газ совершает работу расширения, при уменьшении объема газа совершается работа сжатия. Подсчет работы расширения или сжатия газа может быть произведен следующим образом. Пусть имеется цилиндр, в котором перемещается поршень с площадью F . В цилиндре заключен газ, имеющий давление p . Тем самым передаваемое давление газа на поршень будет равно pF . Если поршень переместится на величину Δs , то совершаемая при этом работа расширения будет равна:

$$L = (pF)\Delta s = p(F\Delta s).$$

Однако произведение $F\Delta s$ представляет собой изменение полного объема газа в процессе расширения, т. е. $F\Delta s = V_2 - V_1$. Тогда

$$L = p(V_2 - V_1) \text{ кгм.} \quad (1-13)$$

Для 1 кг работу расширения можно выразить следующим образом:

$$l = p(v_2 - v_1) \text{ кгм/кг.} \quad (1-14)$$

Здесь v_2 и v_1 — удельные объемы.

Если давление на поршень будет переменное, то работа расширения для 1 кг определится по следующим формулам: для бесконечно малого процесса

$$dl = p dv, \quad (1-15)$$

а для конечного процесса

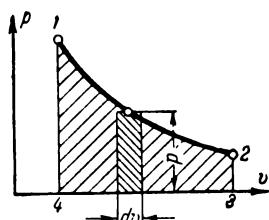
$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (1-16)$$

Если внутренняя энергия газа есть величина, зависящая только от начального и конечного состояний тела, то работа зависит от всех промежуточных состояний, иначе говоря, зависит от пути, по которому идет термодинамический процесс расширения (или сжатия) газа. Следовательно, работа расширения газа является функцией процесса.

В этом отношении работа резко отличается от внутренней энергии. Изменение внутренней энергии $u_2 - u_1$ или du называют приращением внутренней энергии. Оно может быть положительным и отрицательным. Если приращение внутренней энер-

гии будет отрицательным, то она убывает. В частном случае возможны процессы, в которых внутренняя энергия остается постоянной, т. е. $u = \text{const}$, $du = 0$ (такие процессы называются изодинамическими).

Работа в термодинамике также может быть положительной и отрицательной. Положительная работа есть работа расширения газа, отрицательная есть работа сжатия. Работа может иметь и нулевое значение, т. е. $I = 0$, что имеет место в процессах, совершаемых при постоянном объеме, т. е. при $dv = 0$.



Фиг. 1-5. Графическое изображение работы расширения газа в $v-p$ -диаграмме.

ляя значение v и p для нескольких точек этой кривой, получим из уравнения состояния¹ соответствующие значения температуры T . Следует отметить, что координатная система $V-p$, подобная системе $v-p$, дает возможность получить автоматическую запись процессов, происходящих в цилиндрах поршневых машин, — индикаторную диаграмму двигателя.

В $v-p$ -диаграмме элементарная работа расширения определяется заштрихованной площадкой $dl = pdv$, а общая работа расширения выражается площадью 1-2-3-4.

ГЛАВА ВТОРАЯ

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ И ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

2-1. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

Кинетическая теория газов рассматривает газ как собрание молекул, которые, двигаясь внутри сосуда, ударяются взаимно и об его стенки, создавая давление газа на стенки.

Проведем вывод основного уравнения кинетической теории газов.

Рассмотрим куб с длиной ребра l (фиг. 2-1).

При движении молекулы газа от стенки к стенке средняя скорость молекулы пусть будет ω ,

¹ См. например § 2-4 и 4-2.

Импульс при ударе равен изменению количества движения. При массе молекулы m количество движения будет равно $m\omega$. После удара в стенку при обратном движении количество движения будет иметь знак минус, т. е. $-m\omega$.

Поэтому изменение количества движения при ударе будет равно:

$$m\omega - (-m\omega) = 2m\omega.$$

Таким образом, и величина импульса при ударе будет равна $2m\omega$.

При скорости молекулы ω число ударов о грань куба в единицу времени будет равно:

$$\frac{\omega}{2l}.$$

Если в сосуде находится N молекул, то число молекул, движущихся между двумя противолежащими гранями, равно $\frac{N}{3}$.

Для всей отдельной грани куба импульс в единицу времени может быть определен следующим образом:

$$2m\omega \cdot \frac{N}{3} \cdot \frac{\omega}{2l} = N \frac{m}{3} \frac{\omega^2}{l}.$$

Силу удара в каждую грань, равную найденному импульсу, обозначим через F , тем самым

$$F = N \frac{m}{3} \frac{\omega^2}{l}.$$

Определяя удельное давление p на поверхность s , получим:

$$p = \frac{F}{s} = \frac{N m \omega^2}{3 l s} = \frac{N m \omega^2}{3 l^3} = \frac{N}{V} \frac{m \omega^2}{3}. \quad (2-1)$$

Предположим, что в единице объема находится n молекул, т. е.

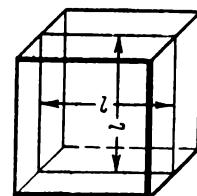
$$\frac{N}{V} = n,$$

и отсюда давление газа на стенки сосуда определится из выражения

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

После несложного преобразования, умножая правую часть уравнения (2-2) на $2/2$, получим уравнение

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



Фиг. 2-1. Схема к выводу основной формулы кинетической теории газов.

из которого следует, что удельное давление газа равно $\frac{2}{3}$ средней кинетической энергии поступательного движения молекул, находящихся в единице объема. Так как $n = \frac{N}{V}$, то можно получить выражение

$$pV = \frac{2}{3} N \frac{mw^2}{2}. \quad (2-4)$$

Полученные выше уравнения справедливы только для идеального газа, поскольку при выводе этих уравнений молекулы газа рассматривались как бесконечно малые упругие шары при отсутствии взаимодействия между молекулами.

Из уравнения (2-2) можно определить скорость движения молекул при известном давлении газа p :

$$w = \sqrt{\frac{3p}{\gamma m}}. \quad (2-5)$$

В этой формуле nm масса молекул, заключенных в 1 m^3 газа.

Масса молекул, заключенных в 1 m^3 , может быть выражена через γ , т. е.

$$nm = \frac{\gamma}{g},$$

где γ — удельный вес;

g — ускорение силы тяжести.

Определим, для примера, скорость движения молекул CO_2 , удельный вес которого при 0°C и 760 мм рт. ст. $\gamma = 1,964 \text{ кг}/\text{м}^3$, тогда получим:

$$w = \sqrt{\frac{3pg}{\gamma}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 10332 \cdot 9,81}{1,964}} = 392 \text{ м/сек.}$$

Наблюдения над броуновским движением позволяют заключить, что средняя кинетическая энергия молекулы пропорциональна абсолютной температуре T газа, т. е.

$$\frac{mw^2}{2} = aT, \quad (2-6)$$

где a — коэффициент пропорциональности, равный средней кинетической энергии молекулы газа, отнесенной к 1° .

Из уравнений (2-4) и (2-6) можно получить следующее выражение, связывающее между собой давление, объем и температуру идеального газа:

$$pV = \frac{2}{3} NaT. \quad (2-7)$$

Анализируя уравнение (2-6), следует отметить, что при $T = 0^\circ\text{K}$ движения молекул не будет, $w = 0$.

2-2. ЗАКОН БОЙЛЯ-МАРИОТТА

Как это следует из уравнения (2-6), при постоянной температуре T средняя кинетическая энергия молекул газа постоянна, и тем самым при постоянной температуре T для данной массы газа согласно уравнению (2-4)

$$pV = \text{const}, \quad (2-8)$$

или для единицы веса газа

$$pv = \text{const}. \quad (2-9)$$

Таким образом, при постоянной температуре произведение давления на объем данного количества газа есть величина постоянная.

Указанная формулировка выражений (2-8) и (2-9) является законом Бойля-Мариотта, экспериментально установленным для газов, весьма близких по своим свойствам к идеальным газам.

Для конечного изотермического (при $T=\text{const}$) процесса идеального газа уравнение закона Бойля-Мариотта примет вид

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \quad (2-10)$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (2-11)$$

Фиг. 2-2. Процесс расширения газа при постоянной температуре.

Изотерма (линия $T=\text{const}$) идеального газа в соответствии с уравнением закона Бойля-Мариотта может быть изображена в vp -диаграмме кривой, называемой гиперболой (фиг. 2-2).

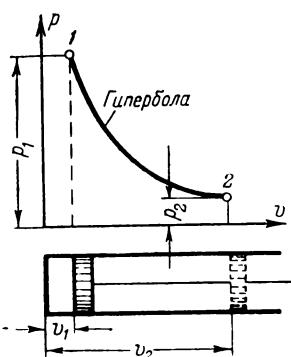
Заменяя в уравнении (2-11) удельные объемы через удельные веса, получим:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{p_2}{p_1}. \quad (2-12)$$

При постоянной температуре отношение удельных весов равно отношению удельных давлений. Таким образом, зависимость между p и γ , как это показано на фиг. 2-3, является линейной.

2-3. ЗАКОН ГЕЙ-ЛЮССАКА

Из кинетической теории газов может быть определен другой важный закон идеальных газов, установленный экспериментально Гей-Люссаком и носящий его имя.



При постоянном давлении из уравнения (2-7) для данного количества газа следует, что

$$\frac{V}{T} = \text{const}, \quad (2-13)$$

что является одним из выражений закона Гей-Люссака.

Закон Гей-Люссака можно сформулировать следующим образом: при постоянном давлении объем данной массы газа пропорционален температуре.

Рассмотрим теперь некоторые закономерности, полученные из опыта.

Пусть удельный объем газа при 0°C будет $v_0 \text{ м}^3/\text{кг}$, при $t^\circ\text{C}$ объем газа будет другим:

$$v_1 = v_0 + v_0 at = v_0 (1 + at_1). \quad (2-14)$$

Здесь $v_0 at$ — приращение объема при нагреве от 0°C до $t^\circ\text{C}$;

a — коэффициент объемного расширения газа.

Этот коэффициент для всех идеальных газов есть величина постоянная, равная

$$a = \frac{1}{273,16} \approx \frac{1}{273}.$$

При температуре t_2 объем будет:

$$v_2 = v_0 + v_0 at_2. \quad (2-15)$$

Преобразовывая уравнения (2-14) и (2-15), получим:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{v_0 (1 + at_1)}{v_0 (1 + at_2)} = \frac{1 + \frac{t_1}{273}}{1 + \frac{t_2}{273}} = \frac{273 + t_1}{273 + t_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

следовательно, получаем уравнение закона Гей-Люссака, соответствующее уравнению (2-13)

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (2-16)$$

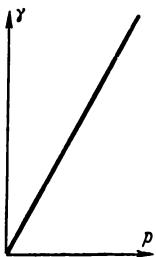
т. е. по закону Гей-Люссака при постоянном давлении отношение объемов равно отношению абсолютных температур.

Заменяя объемные объемы v через удельные веса γ , получим:

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (2-17)$$

откуда

$$T_1 \gamma_1 = T_2 \gamma_2, \quad (2-18)$$

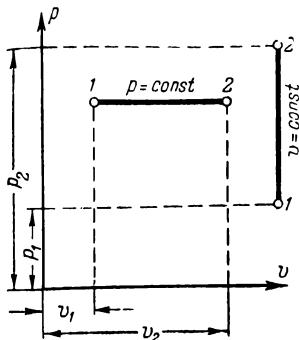


Фиг. 2-3. Зависимость удельного веса газа от давления при неизменной температуре.

т. е. при постоянном давлении произведение удельного веса на абсолютную температуру есть величина постоянная.

Выше рассмотренные выражения закона Гей-Люссака относились к изобарным процессам, т. е. к процессам, проходящим

при постоянном давлении. Аналогичными рассуждениями могут быть получены следующие выражения для изохорных процессов, т. е. процессов, происходящих при постоянном объеме (закон Шарля):



Фиг. 2-4. График изменения состояния газа при постоянном давлении и при постоянном объеме.

$$\frac{p}{T} = \text{const}; \quad (2-19)$$

$$p_1 = p_0 (1 + \beta t), \quad (2-20)$$

где

$$\beta = \frac{1}{273,16} \approx \frac{1}{273}$$

и

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (2-21)$$

На фиг. 2-4 в vp -диаграмме изображены изобарный и изохорный процессы.

2-4. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА МЕНДЕЛЕЕВА-КЛАПЕЙРОНА

Уравнение состояния, или характеристическое уравнение, дает связь между тремя параметрами состояния: p , v и T . Применительно к идеальному газу оно было установлено великим русским ученым Д. И. Менделеевым и Клапейроном.

Уравнение Менделеева-Клапейрона может быть получено из кинетической теории материи.

Так, выражение (2-7) уже по существу является уравнением состояния.

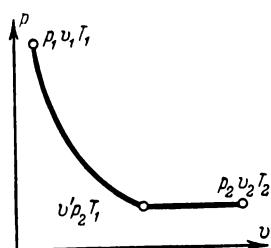
Однако рассмотрим вывод уравнения Менделеева-Клапейрона из законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака.

Нанесем в vp -диаграмме (фиг. 2-5) два состояния идеального газа: первое состояние точкой 1 и второе состояние точкой 2.

Газ из первого состояния проходит во второе через промежуточную точку, которая имеет параметры p_2' , v' , T_1 (фиг. 2-5).

По закону Бойля-Мариотта

$$\frac{v'}{v_1} = \frac{p_1}{p_2'},$$



Фиг. 2-5. График для вывода формулы объединенного закона.

или

$$v' = v_2 \frac{T_1}{T_2}.$$

Приравнивая правые части уравнений, получим:

$$v_1 \frac{p_1}{p_2} = v_2 \frac{T_1}{T_2},$$

или

$$\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2} = R, \quad (2-22)$$

где R есть характеристическая (или удельная) постоянная для газа.

Характеристическое уравнение (уравнение состояния) вида $pv = RT$ относится к 1 кг идеального газа.

Для произвольного количества газа G кг уравнение Менделеева-Клапейрона (2-22) имеет вид

$$pvG = GRT,$$

или

$$pV = GRT. \quad (2-23)$$

2-5. ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ И ЕЕ ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ

Характеристическая (удельная) газовая постоянная имеет следующую размерность:

$$R = \frac{p\psi}{T} \text{ кгм}^3/\text{м}^2 \text{ кг град, или кгм/кг град,}$$

т. е. характеристическую газовую постоянную можно рассматривать как работу расширения газа, выраженную в кгм/кг град.

Если написать два уравнения состояния газа при одинаковом давлении p , а именно:

$$pv_1 = RT_1,$$

$$pv_2 = RT_2,$$

то вычитанием из второго уравнения первого получим:

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

откуда находим газовую постоянную

$$R = \frac{p(v_2 - v_1)}{T_2 - T_1}. \quad (2-24)$$

Следовательно, характеристическая газовая постоянная R есть работа расширения 1 кг газа в кгм при изменении температуры газа на 1° с постоянным давлением.

Характеристическую газовую постоянную можно определить следующим образом:

$$R = \frac{pv}{T} = \frac{p}{T_v}.$$

При нормальных условиях уравнение это примет следующий вид:

$$R = \frac{pv}{T} = \frac{10\,332}{273} v_n = 37,85 v_n, \text{ или } R = \frac{37,85}{v_n}. \quad (2-25)$$

2-6. ЗАКОН АВОГАДРО

Закон Авогадро формулируется следующим образом.

В равных объемах любых газов при одинаковых давлениях и температурах содержится одно и то же количество молекул, или удельные веса газов γ при одинаковых температурах и давлениях прямо пропорциональны их молекулярным весам. Таким образом,

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \quad (2-26)$$

или

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\mu_2}{\mu_1},$$

откуда

$$\mu_1 v_1 = \mu_2 v_2,$$

или

$$\mu v = \text{const.} \quad (2-27)$$

При нормальных условиях, т. е. при температуре 0°C и давлении 760 мм рт. ст., получим:

$$\text{для азота } N_2 \mu v_n = 28 \cdot 0,8 = 22,4 \text{ нм}^3;$$

$$\text{для кислорода } O_2 \mu v_n = 32 \cdot 0,7 = 22,4 \text{ нм}^3.$$

Таким путем найдено, что для всех газов

$$\mu v_n = 22,4 \text{ нм}^3. \quad (2-28)$$

Условились называть μ кг вещества килограммолекулой, или молем.

Так, например, моль N_2 весит 28 кг; моль O_2 — 32 кг.

Зная молекулярный вес по уравнению (2-28), можно определить удельный объем или удельный вес газа при нормальных условиях (0°C и 760 мм рт. ст.)

$$v_n = \frac{22,4}{\mu},$$

и отсюда

$$\gamma_n = \frac{\mu}{22,4}.$$

При давлении 1 атм и температуре 15° С $\mu v = 24,4 \text{ м}^3$.

2-7. УНИВЕРСАЛЬНАЯ ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ

Выше было установлено, что $R = 37,85 v_n$ и $\mu v_n = 22,4 \text{ м}^3$.

Почленным перемножением этих уравнений можно получить равенство

$$\mu R = 848. \quad (2-29)$$

Произведение μR носит название „универсальной“ газовой постоянной, потому что его величина одинакова для всех газов.

Уравнение (2-29) дает возможность нахождения характеристической газовой постоянной по известному молекулярному весу газа

$$R = \frac{848}{\mu}. \quad (2-30)$$

Если для какой-либо газовой смеси, например для воздуха, генераторного газа и т. п., известны удельный объем v_n (либо удельный вес γ_n) или характеристическая газовая постоянная R , то из уравнений (2-28) и (2-29) может быть найдена величина

$$\mu = \frac{22,4}{v_n} \text{ или } \mu = \frac{848}{R},$$

носящая для газовой смеси название „каждущегося“ молекулярного веса. Это—молекулярный вес воображаемого однородного газа, имеющего те же v_n и R , что и данная газовая смесь.

В уравнение состояния идеального газа может быть введено число молей M газа. В самом деле, для G кг газа с молекулярным весом μ имеем:

$$G = M\mu.$$

Поэтому, подставив в уравнение (2-23) вместо G величину $M\mu$, получим:

$$pV = M\mu RT = 848 MT. \quad (2-31)$$

Это уравнение впервые предложено Д. И. Менделеевым.

Задача 2-1. Определить вес воздуха в аудитории, которая имеет длину 10 м, ширину 8 м, высоту 4,5 м, если температура воздуха в аудитории 17° С, а давление воздуха 1 атм. Газовая постоянная воздуха

$$R = 29,27 \text{ кгм/кг грд}$$

Решение. Объем аудитории $V = 10 \cdot 8 \cdot 4,5 = 360 \text{ м}^3$.

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{10\,000 \cdot 360}{29,27 \cdot 290} = 425 \text{ кг.}$$

Задача 2-2. Определить расход воздуха на пуск двигателя внутреннего сгорания, если давление воздуха в пусковом баллоне до пуска было 15 атм, а после пуска стало 12 атм. Баллон имеет диаметр 0,8 м, высота баллона 2 м, температура воздуха 27° С.

Решение. Объем воздуха, заключенного в баллоне:

$$V = 0,785 \cdot 0,64 \cdot 2 = 1,0 \text{ м}^3.$$

Отсюда

$$G_1 - G_2 = \frac{(p_1 - p_2)V}{RT} = \frac{30\,000 \cdot 1}{29,27 \cdot 300} = 3,4 \text{ кг.}$$

Задача 2-3. Дымовые газы охлаждаются от температуры 1200° С до температуры 300° С. Во сколько раз изменится объем газа, если охлаждение происходит при постоянном давлении?

Решение. Объем уменьшится в

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1200 + 273}{300 + 273} = 2,57 \text{ раза.}$$

Задача 2-4. Зная при нормальных условиях удельные веса газов:

$$\begin{array}{ll} \gamma_{O_2} = 1,429 \text{ кг/м}^3, & \gamma_{N_2} = 1,254 \text{ кг/м}^3, \\ \gamma_{H_2} = 0,090 \text{ кг/м}^3, & \gamma_{CO_2} = 1,965 \text{ кг/м}^3, \end{array}$$

определить их газовые постоянные R .

Задача 2-5. По молекулярным весам кислорода, водорода, азота, окси углерода и углекислоты определить их газовые постоянные.

Задача 2-6. Воздуходувка при температуре воздуха 0° С и давлении 760 мм рт. ст. подает 300 м³/чс воздуха. Как изменится ее производительность, если температура воздуха повысится до 27° С, а барометрическое давление упадет до 745 мм рт. ст.?

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ГАЗОВЫЕ СМЕСИ

3-1. ПАРЦИАЛЬНЫЕ ДАВЛЕНИЯ И ПАРЦИАЛЬНЫЕ ОБЪЕМЫ

В теплотехнике обычно приходится иметь дело не с чистыми газами, а с газовыми смесями; так, например, воздух — смесь газов (в основном азота и кислорода), продукты сгорания топлива в топках паровых котлов и в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания представляют собой смесь газов (состоящую из CO₂, O₂, N₂, SO₂, H₂O, CO, CH₄ и других газов) и т. п.

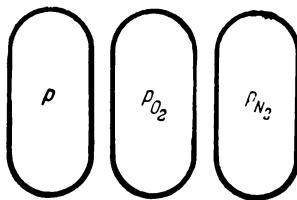
Каждая газовая смесь подчиняется тем же термодинамическим закономерностям, как и однородные газы. Тем самым для газовых смесей сохраняют силу все уравнения, полученные выше для чистых газов.

Для возможности использования термодинамических уравнений, полученных для чистых газов, в применении к газовым смесям необходимо вывести формулы, позволяющие найти v , R , γ и μ для газовой смеси, зная те же величины для отдельных составных частей (компонентов) смеси.

Познакомимся предварительно с понятиями: парциальные давления и парциальные объемы газовой смеси.

Пусть в баллоне постоянного объема (фиг. 3-1) находится газовая смесь, например воздух, состоящий из азота и кислорода (прочими составляющими пренебрегаем). Давление воздуха в баллоне пусть равно p ата и температура $t^\circ\text{C}$.

Если каким-то способом из баллона удалить азот, оставив лишь кислород при сохранении неизменной температуры в баллоне, то при этом давление снизится до величины p_{O_2} , называемой



Фиг. 3-1. Парциальные давления.



Фиг. 3-2. Парциальные объемы.

мого парциальным (частичным) давлением кислорода в смеси. Если вначале удалить из баллона кислород, то давление p_{N_2} оставшегося в баллоне азота называется парциальным давлением азота.

Таким образом, парциальными давлениями газов, составляющих газовую смесь, называются давления этих составляющих газов, заполняющих весь объем газовой смеси при температуре смеси.

Проведем разделение составных частей газовой смеси другим способом, отделив в баллоне (фиг. 3-2) объем азота V_{N_2} от объема, занимаемого кислородом V_{O_2} , перегородкой, притом так, чтобы давления по обе стороны перегородки были одинаковы, т. е. равны исходному давлению смеси p . Объемы азота V_{N_2} и кислорода V_{O_2} будут парциальными объемами этих газов в смеси.

Итак, парциальными объемами отдельных газов в газовой смеси называются объемы каждого газа, отнесенные к полному давлению смеси при ее температуре.

3-2. ЗАКОН ДАЛЬТОНА

Согласно закону Дальтона давление газовой смеси равно сумме парциальных давлений, составляющих смесь газов.

Таким образом, обозначая парциальные давления газов, входящих в смесь, через p_1 , p_2 , p_3 и т. д., а общее давление смеси через p , получим по закону Дальтона

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots \quad (3-1)$$

3-3. РАЗНЫЕ СПОСОБЫ ЗАДАНИЯ СОСТАВА СМЕСИ

Газовая смесь может быть задана весами или объемами частей, а также весовыми долями, объемными долями и числом молей.

Составляющие газовую смесь чистые газы называются компонентами газовой смеси.

Весовой долей называется отношение веса данного компонента смеси к общему весу газовой смеси.

Если обозначим через G вес смеси, а вес каждого отдельного газа, входящего в смесь, через G_1 , G_2 , G_3 и т. д., то тогда общий вес газовой смеси будет:

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + \dots \quad (3-2)$$

Как это следует из определения, весовые доли соответствующих компонентов g_1 , g_2 , g_3 и т. д. будут равны:

$$g_1 = \frac{G_1}{G}; \quad g_2 = \frac{G_2}{G}; \quad g_3 = \frac{G_3}{G} \text{ и т. д.} \quad (3-3)$$

Из уравнений (3-2) и (3-3) следует, что

$$g_1 + g_2 + g_3 + \dots = 1, \quad (3-4)$$

т. е. сумма всех весовых долей равна единице.

Объемной долей компонента в газовой смеси называется отношение парциального объема газа, входящего в смесь, ко всему объему смеси.

Объемная доля газа обозначается через r . В общем случае

$$r_1 = \frac{V_1}{V}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V}; \quad r_3 = \frac{V_3}{V} \text{ и т. д.} \quad (3-5)$$

Найдем сумму всех объемных долей:

$$r_1 + r_2 + r_3 + \dots = \frac{V_1 + V_2 + V_3 + \dots}{V} = \frac{V}{V} = 1.$$

Таким образом, сумма всех объемных долей смеси равна единице:

$$r_1 + r_2 + r_3 + \dots = 1. \quad (3-6)$$

Рассмотрим задание смеси числом молей.

Как это выше было показано, объем моля B одинаков для всех газов при общих p и T . В частности, при 0°C и 760 мм рт. ст. $B = 22,4 \text{ нм}^3/\text{мол.}$ Поэтому, если числа молей каждой составной части (компоненты) смеси равны:

$$M_1 = \frac{V_1}{B}; \quad M_2 = \frac{V_2}{B}; \quad M_3 = \frac{V_3}{B} \text{ и т. д.,}$$

а число молей смеси $M = \frac{V}{B}$, то объемные доли будут равны:

$$r_1 = \frac{V_1}{V} = \frac{V_1/B}{V/B} = \frac{M_1}{M}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V} = \frac{V_2/B}{V/B} = \frac{M_2}{M} \text{ и т. д.} \quad (3-7)$$

Следовательно, объемную долю можно находить как отношение числа молей какого-либо компонента к общему числу молей всей смеси и, таким образом, имеет место тождество между объемными и мольными долями: мольная доля компонента численно равна объемной доле этого компонента.

Найдем связь между парциальными давлениями и объемными долями. Если первая составляющая часть смеси имеет парциальное давление p_1 в общем объеме смеси V , а при повышении ее давления до общего давления смеси p при данной постоянной температуре смеси занимаемый этой составляющей частью объем уменьшается до парциального объема V_1 , то, связывая начальное и конечное состояния уравнением закона Бойля-Мариотта, можем написать:

$$p_1 V = p V_1,$$

откуда

$$p_1 = \frac{V_1}{V} p$$

или

$$p_1 = r_1 p. \quad (3-8)$$

Аналогично можно найти, что $p_2 = r_2 p$; $p_3 = r_3 p$ и т. д., т. е. для нахождения парциального давления какого-либо компонента смеси нужно умножить общее давление смеси на соответствующую объемную долю компонента.

3-4. ПЕРЕХОД ОТ ОБЪЕМНЫХ ДОЛЕЙ ГАЗА К ВЕСОВЫМ И ОБРАТНО

Если G_1 — вес одной составной части смеси, V_1 — парциальный объем ее, γ_1 — удельный вес этой части при давлении и температуре смеси, а G , V и γ — соответственно вес, объем и удельный вес смеси, то весовая доля взятой составной части будет:

$$g_1 = \frac{G_1}{G} = \frac{\gamma_1 V_1}{\gamma V} = \frac{\gamma_1}{\gamma} r_1. \quad (3-9)$$

Полученная формула связывает весовую долю g_1 и объемную долю r_1 рассматриваемого компонента при известных удельных весах γ_1 и γ .

Но удельные веса пропорциональны молекулярным весам, поэтому имеем пропорцию:

$$\frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{\mu_1}{\mu}.$$

С другой стороны, удельные веса обратно пропорциональны удельным объемам, так что

$$\frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{v}{v_1}.$$

Кроме того, удельные объемы (при температуре и давлении смеси) прямо пропорциональны газовым постоянным; следовательно,

$$\frac{v}{v_1} = \frac{R}{R_1}.$$

Таким образом, в формуле (3-9), дающей переход от объемных долей к весовым, можно удельные веса заменить молекулярными весами, удельными объемами и газовыми постоянными. Получим:

$$g_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma} r_1 = \frac{\mu_1}{\mu} r_1 = \frac{v}{v_1} r_1 = \frac{R}{R_1} r_1. \quad (3-10)$$

Уравнение (3-10) легко приводится к другому виду, позволяющему сделать обратный переход — от весовых долей к объемным. При этом получим:

$$r_1 = \frac{\gamma}{\gamma_1} g_1 = \frac{\mu}{\mu_1} g_1 = \frac{v_1}{v} g_1 = \frac{R_1}{R} g_1. \quad (3-11)$$

3-5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ОБЪЕМА И ГАЗОВОЙ ПОСТОЯННОЙ СМЕСИ ПРИ ИЗВЕСТНОМ ВЕСОВОМ СОСТАВЕ СМЕСИ

По формуле (3-11) имеем:

$$r_1 = \frac{v_1}{v} g_1.$$

Аналогично для прочих составных частей смеси пишем:

$$r_2 = \frac{v_2}{v} g_2; r_3 = \frac{v_3}{v} g_3 \text{ и т. д.}$$

Почленное сложение всех написанных равенств дает:

$$r_1 + r_2 + r_3 + \dots = \frac{1}{v} (v_1 g_1 + v_2 g_2 + v_3 g_3 + \dots).$$

Но сумма всех объемных долей равна единице:

$$r_1 + r_2 + r_3 + \dots = 1.$$

Поэтому из предыдущей формулы мы можем найти удельный объем смеси:

$$v = v_1 g_1 + v_2 g_2 + v_3 g_3 + \dots \quad (3-12)$$

В этой формуле все удельные объемы (v, v_1, v_2, v_3) предполагаются измеренными при одних и тех же давлении p и температуре T смеси (в частном случае, при 0°C и 760 мм рт. ст.). Но по характеристическому уравнению удельные объемы пропорциональны газовым постоянным, что позволяет заменить в последнем уравнении удельные объемы газовыми постоянными. Находим:

$$R = R_1 g_1 + R_2 g_2 + R_3 g_3 + \dots \quad (3-13)$$

Таким образом, удельный объем (или газовая постоянная) смеси равен сумме удельных объемов (или соответственно газовых постоянных) всех составных частей, умноженных на весовые доли этих частей.

В формуле (3-12) можно еще заменить все удельные объемы (v, v_1, v_2, v_3) через обратные величины соответствующих удельных весов ($1/\gamma$) или молекулярных весов ($1/\mu$).

3-6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ВЕСА И КАЖУЩЕГОСЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВЕСА СМЕСИ ПРИ ИЗВЕСТНОМ ОБЪЕМНОМ СОСТАВЕ СМЕСИ

По формуле (3-10) можно написать:

$$g_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma} r_1.$$

Аналогично для других составных частей пишем:

$$g_2 = \frac{\gamma_2}{\gamma} r_2; g_3 = \frac{\gamma_3}{\gamma} r_3 \text{ и т. д.}$$

Почленным суммированием всех написанных равенств находим:

$$g_1 + g_2 + g_3 + \dots = \frac{1}{\gamma} (\gamma_1 r_1 + \gamma_2 r_2 + \gamma_3 r_3 + \dots).$$

Но сумма всех весовых долей равна единице:

$$g_1 + g_2 + g_3 + \dots = 1.$$

Поэтому из предыдущей формулы удельный вес смеси будет равен

$$\gamma = \gamma_1 r_1 + \gamma_2 r_2 + \gamma_3 r_3 + \dots \quad (3-14)$$

Так как удельные веса пропорциональны молекулярным весам, то уравнение (3-14) может быть также приведено к виду:

$$\mu = \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \mu_3 r_3 + \dots \quad (3-15)$$

Здесь μ — кажущийся молекулярный вес смеси.

Как было показано в § 3-3, вместо объемных долей может быть подставлено число молей:

$$r_1 = \frac{M_1}{M}; \quad r_2 = \frac{M_2}{M}; \quad r_3 = \frac{M_3}{M} \text{ и т. д.}$$

В формуле (3-14) можно еще заменить все удельные веса ($\gamma, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$) обратными величинами удельных объемов ($1/v$) или обратными величинами характеристических газовых постоянных ($1/R$).

3-7. ДАЛЬНЕЙШИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФОРМУЛ СООТНОШЕНИЙ МЕЖДУ ОБЪЕМНЫМИ И ВЕСОВЫМИ ДОЛЯМИ

По уравнению (3-10)

$$g_i = \frac{\gamma_i}{\gamma} r_i.$$

Удельный вес смеси γ может быть выражен по формуле (3-14). Получим:

$$g_i = \frac{\gamma_i r_i}{\gamma r_1 + \gamma_2 r_2 + \gamma_3 r_3 + \dots} \text{ или, короче: } g_i = \frac{\gamma_i r_i}{\sum_{i=1}^n \gamma_i r_i}. \quad (3-16)$$

По уравнению (3-10) также

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

где кажущийся молекулярный вес смеси μ может быть заменен по формуле (3-15). Получим:

$$g_1 = \frac{\mu_1 r_1}{\mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \mu_3 r_3 + \dots} \text{ или, короче: } g_i = \frac{\mu_i r_i}{\sum_1^n \mu_i r_i}. \quad (3-17)$$

По уравнению (3-11)

$$r_1 = \frac{\gamma}{\gamma_1} g_1,$$

где удельный вес смеси γ берем по формуле (3-12) с предварительной заменой всех v через $1/\gamma$. Получим:

$$r_1 = \frac{\frac{g_1}{\gamma_1}}{\frac{g_1}{\gamma_1} + \frac{g_2}{\gamma_2} + \frac{g_3}{\gamma_3} + \dots} \text{ или, короче: } r_i = \frac{\frac{g_i}{\gamma_i}}{\sum_1^n \frac{g_i}{\gamma_i}}. \quad (3-18)$$

По уравнению (3-11) также

$$r_1 = \frac{\mu}{\mu_1} g_1,$$

где вместо μ можно взять $1/v$ по формуле (3-12) с предварительной заменой v через $1/\mu$.

Задача 3-1. Воздух состоит из 23,2 весовой доли кислорода и 76,8 весовой доли азота. Определить объемные доли воздуха, газовую постоянную, кажущийся молекулярный вес и парциальные давления при $p_{bar} = 750 \text{ мм рт. ст.}$, $g_{O_2} = 0,232$, $g_{N_2} = 0,768$, $\mu_{O_2} = 32$; $\mu_{N_2} = 28,08$; $R_{O_2} = 26,52 \text{ кгм/кг град}$, $R_{N_2} = 30,13 \text{ кгм/кг град}$.

Решение.

$$r_{O_2} = \frac{\frac{g_{O_2}}{\mu_{O_2}}}{\frac{g_{O_2}}{\mu_{O_2}} + \frac{g_{N_2}}{\mu_{N_2}}} = \frac{\frac{0,232}{32}}{\frac{0,232}{32} + \frac{0,768}{28,08}} = 0,21;$$

$$r_{N_2} = \frac{\frac{76,8}{28,08}}{\frac{23,2}{32} + \frac{76,8}{28,08}} = 0,79.$$

Газовая постоянная смеси

$$R = g_{O_2} R_{O_2} + g_{N_2} R_{N_2} = 0,232 \cdot 26,52 + 0,768 \cdot 30,13 = 29,27 \text{ кгм/кг град}.$$

Так как

$$p_{bar} = \frac{750}{735,6} = 1,02 \text{ ата},$$

то парциальные давления смеси будут:

$$p_{O_2} = 1,02 \cdot 0,21 = 0,214 \text{ ата},$$

$$p_{N_2} = 1,02 \cdot 0,79 = 0,806 \text{ ата}.$$

Задача 3-2. Дымовые газы, состоящие из CO_2 , O_2 и N_2 , имеют следующий объемный состав:

$$r_{\text{CO}_2} = 11\%, \quad r_{\text{O}_2} = 7\%, \quad r_{\text{N}_2} = 82\%.$$

Определить кажущийся молекулярный вес, газовую постоянную, весовые доли, парциальные давления и удельный вес дымовых газов при 15°C , если давление смеси равно 1 атм.

Решение.

$$\mu_{cm} = \mu_{\text{CO}_2} r_{\text{CO}_2} + \mu_{\text{O}_2} r_{\text{O}_2} + \mu_{\text{N}_2} r_{\text{N}_2};$$

$$\mu_{cm} = 44 \cdot 0,11 + 32 \cdot 0,07 + 28,08 \cdot 0,82 = 29,7;$$

$$R_{cm} = \frac{848}{\mu_{cm}} = 28,2 \text{ кгм/кг град};$$

$$g_{\text{CO}_2} = \frac{r_{\text{CO}_2} \mu_{\text{CO}_2}}{\mu_{cm}} = \frac{0,11 \cdot 44}{30,11} = 0,16;$$

$$g_{\text{O}_2} = \frac{0,07 \cdot 32}{30,11} = 0,075; \quad g_{\text{N}_2} = \frac{0,82 \cdot 28,08}{30,11} = 0,765.$$

Проверка:

$$g_1 + g_2 + g_3 = 1,0.$$

Парциальные давления;

$$p_{\text{CO}_2} = r_{\text{CO}_2} p = 0,11 \cdot 1 = 0,11 \text{ атм},$$

$$p_{\text{O}_2} = r_{\text{O}_2} p = 0,07 \cdot 1 = 0,07 \text{ атм},$$

$$p_{\text{N}_2} = r_{\text{N}_2} p = 0,82 \cdot 1 = 0,82 \text{ атм}.$$

Удельный вес определим из уравнения состояния:

$$\gamma = \frac{p}{RT} = \frac{10\,000}{28,2 \cdot 288} = 1,23 \text{ кг/м}^3.$$

Задача 3-3. Светильный газ имеет следующий объемный состав:

$$r_{\text{H}_2} = 48,5\%, \quad r_{\text{CH}_4} = 35,0\%, \quad r_{\text{C}_2\text{H}_4} = 4,5\%,$$

$$r_{\text{CO}} = 7,0\%, \quad r_{\text{CO}_2} = 2,0\%, \quad r_{\text{O}_2} = 0,5\%,$$

$$r_{\text{N}_2} = 2,5\%.$$

Определить весовые доли, кажущийся молекулярный вес, газовую постоянную и удельный вес при 15°C и 1 атм и парциальные давления светильного газа.

Задача 3-4. Дан весовой состав газовой смеси

$$g_{\text{CO}_2} = 12\%, \quad g_{\text{CO}} = 26\%, \quad g_{\text{H}_2} = 2\%, \quad g_{\text{CH}_4} = 4\%, \quad g_{\text{N}_2} = 56\%.$$

Определить объемный состав, удельный вес и удельный объем газовой смеси при $p = 3$ атм и $t = 150^\circ\text{C}$.

Задача 3-5. Газовая смесь состоит из 0,02 моля O_2 , 0,66 моля N_2 , 0,09 моля CO_2 и 0,03 моля H_2O . Определить объемный и весовой составы смеси, а также удельный вес и удельный объем смеси при $p = 5$ атм и $t = 17^\circ\text{C}$.

Таблица 3-1

Сводная таблица формул, применяемых в расчетах газовых смесей

Состав смеси газа	Перевод из одного состава в другой	Каждющийся молекулярный вес смеси	Газовая постоянная смеси	Парциальное давление
В весовых долях	$r_i = \frac{g_i}{\sum_{i=1}^n g_i}$	$\mu_{cm} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}}$	$R_{cm} = \sum_{i=1}^n r_i R_i$	$p_i = g_i \frac{R_i}{R_{cm}} p$
В объемных долях	$g_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}$	$\mu_{cm} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i$	$R_{cm} = \frac{848}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}$	$p_i = r_i p$

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

4.1. ОТКЛОНЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ ОТ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Все реальные газы не совсем точно подчиняются уравнению состояния идеального газа Менделеева-Клапейрона. Особенно заметны отклонения от уравнения состояния идеального газа при высоких давлениях. Зависимость между параметрами состояния p , v и T у реальных газов много сложнее, чем у идеального газа.

Говоря о внутренней энергии газа, заметим, что первоначальные опыты по определению зависимости внутренней энергии от объема с недостаточно точными измерениями температур показали, что внутренняя энергия газа зависит лишь от температуры, но не зависит от изменения объема. Это утверждение справедливо лишь для идеальных газов.

При расширении реального газа производится кроме внешней работы еще внутренняя работа за счет взаимодействия межмолекулярных сил (которые в идеальном газе не учитываются по самому его определению). Наличие этой внутренней работы доказывается изменением температуры газа при его пропускании через малое отверстие в точных опытах с реальным газом.

По современным данным на каждую атмосферу снижения давления при комнатной температуре для воздуха, кислорода

и азота обнаружено падение температуры почти в $0,25^{\circ}\text{C}$, для углекислого газа около $0,75^{\circ}\text{C}$. Для водорода же наблюдается очень небольшое увеличение температуры.

Подобно уравнению состояния идеального газа уравнения законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака также неверны для реальных газов.

Известные опыты Бойля-Мариотта и Гей-Люссака производились в весьма умеренном диапазоне параметров. Подобные опыты, проведенные в весьма широком диапазоне давлений, показывают, что уравнения законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака неточны. Они достаточно точны только для разреженного газа, близко подходящего по своим свойствам к идеальным газам.

Поскольку все действительные газы отклоняются от поведения идеальных газов, то потребовалось разработать такую теорию реальных газов и, в частности, такое уравнение для них, которое описывало бы достаточно точно связь между основными параметрами p , v и T .

По мере увеличения плотности газа отступления от обычно применяемого уравнения состояния газов $pv = RT$ должны возникать по двум причинам:

- 1) объем, занимаемый самими молекулами, уже не исчезающе мал по сравнению со всем объемом и

- 2) вследствие большой густоты в распределении молекул начинает заметно сказываться влияние межмолекулярных сил взаимодействия.

Одним из наиболее употребительных уточненных уравнений состояния газа является уравнение Ван-дер-Ваальса.

4-2. УРАВНЕНИЕ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА

Если провести ряд опытов с изотермическим сжатием газа, то получится ряд кривых (изотерм), изображенных на фиг. 4-1 в координатах v , p . Газ сначала меняет свое давление по гиперболической кривой ab . В точке b давление перестает повышаться, так как газ достигает состояния насыщения (сжижение газа), а далее начинается его конденсация по мере уменьшения объема при постоянных давлении и температуре. В точке c весь пар превращается в жидкость. В области жидкости, леже точке c , изотерма cd круто поднимается вверх.

При повышении температуры, при которой производятся опыты, точки b и c будут все ближе сходиться, пока не сольются в некоторой точке, где газ непосредственно переходит в жидкость. Это состояние газа (пара) называется критическим.

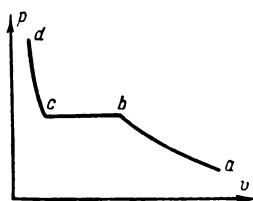
При более высокой температуре, чем критическая, газ ни при каком давлении не может сконденсироваться, т. е. обратиться в жидкость. Этим обстоятельством объясняются долгие

неудачные попытки сжижения так называемых постоянных газов (кислород, азот, водород).

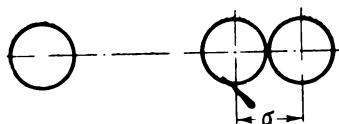
Ван-дер-Ваальсом была сделана весьма успешная попытка создания уравнения состояния, сравнительно хорошо описывающего поведение вещества как в его газообразном состоянии, так и при переходе в жидкое состояние.

Уравнение Ван-дер-Ваальса представляет собой обычное уравнение состояния идеальных газов, в которое введены два поправочных коэффициента согласно двум вышеуказанным причинам неточности обычного уравнения состояния.

Влияние конечных размеров молекул, учитываемое первым поправочным коэффициентом (при множителе v), может быть пояснено следующим рассуждением.



Фиг. 4-1. График к уравнению Ван-дер-Ваальса.



Фиг. 4-2. График движения молекул.

При центральном ударе молекулы обмениваются скоростями, и можно считать, что вторая молекула (фиг. 4-2) как бы продолжает движение первой, но она начинает свое движение от точки, отстоящей на расстояние σ дальше той, где при столкновении находился центр первой молекулы. Если такое явление происходило z раз в течение секунды, то молекулы будут двигаться не со скоростью c (средняя скорость молекулы), а с большей скоростью: $c + z\sigma$. Поэтому молекулы чаще ударяются о стенки сосуда, повышая тем самым давление. Сказанное, конечно, приложимо только к случаю центрального удара и в окончательном выводе необходимы поправки.

Важно установить, что в обычном уравнении состояния газов придется, исходя из приведенных соображений, ввести поправку b , теоретически равную учетверенному объему всех молекул, заключенных в объеме v .

Уравнение состояния с первой поправкой будет иметь вид

$$p(v - b) = RT. \quad (4-1)$$

Вторая поправка (при множителе p) сводится к следующему. Необходимо допустить, что на небольших расстояниях (при увеличении плотности газа с ростом давления) молекулы будут воздействовать друг на друга. Силы эти для молекул, находи-

дящихся внутри газа и отстоящих от стенок сосуда на расстоянии, большем чем так называемый радиус „заметного действия“ молекулярных сил, взаимно уравновешиваются. Вблизи же стенок получается некоторая равнодействующая сила, направленная нормально к стенке и притом внутрь газа.

Эта равнодействующая сила, отнесенная ко всем молекулам, расположенным на единице поверхности, пропорциональна квадрату плотности газа (обратно пропорциональна квадрату объема). Это объясняется тем, что, во-первых, чем больше плотность, тем больше частиц приходится на единицу поверхности и, во-вторых, действие на каждую молекулу возрастает пропорционально плотности, так как увеличивается число молекул, заключенных в сфере „заметного действия“ молекулярных сил. Включение второй поправки приводит уравнение к окончательному виду:

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT. \quad (4-2)$$

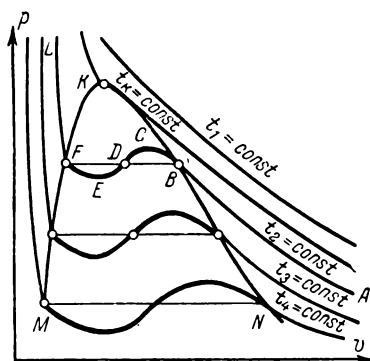
Это уравнение при $T = \text{const}$ дает в диаграмме vp кривые $ABCDEF$ и им подобные, показанные на фиг. 4-3.

На фиг. 4-3 изображены изотермы газа и жидкости по уравнению Ван-дер-Ваальса.

При высоких температурах (например, t_1) они мало отличаются от гипербол. При понижении температуры заметно искривление, которое при критической температуре t_c приводит к перегибу изотермы в точке K (точке критического состояния вещества). Для всех температур ниже, чем t_c , на изотермах (например, $t_2 = \text{const}$), вычерченных по уравнению Ван-дер-Ваальса, существует изгиб, который выражен тем резче, чем ниже температура, и имеет вид волны.

Область, расположенная под кривой MKN , является областью равновесия жидкости и насыщенного пара; кривая MKN называется пограничной кривой.

В области равновесия жидкости и пара в отличие от изотерм Ван-дер-Ваальса действительные изотермы совпадают с изобарами, так как подводимое тепло идет лишь на образование пара. Спрашивается, каков смысл волнобразного изгиба $BCDEF$ в этой области изотерм, вычерченных по уравнению Ван-дер-Ваальса?



Фиг. 4-3. Изображение изотерм газа и жидкости по уравнению Ван-дер-Ваальса.

По Ван-дер-Ваальсу изгиб изотерм на участке определяет относительно неустойчивые, так называемые метастабильные, состояния. Это связано с тем, что процесс, изображаемый участком изгиба теоретической изотермы, означает переход жидкости в газообразное состояние без расслоения вещества на две фазы: жидкую и парообразную. Подтверждением этого служат действительно обнаруженные метастабильные состояния жидкости и пара. Опыт показывает, что жидкость можно немного перегреть перед испарением и переохладить перед замерзанием.

Интересное свойство уравнения Ван-дер-Ваальса заключается в том, что константы a и b могут быть определены по параметрам критического состояния: p_k , v_k и T_k . Говоря о критических параметрах, следует отметить, что важнейшее для термодинамики понятие критической температуры было дано впервые Д. И. Менделеевым в 1861 г., который указал, что для всякой жидкости существует такая температура, выше которой жидкость не существует и превращается в плотный газ.

Уравнение Ван-дер-Ваальса есть уравнение третьей степени относительно объема v . Это уравнение может быть написано в следующем виде:

$$v^3 - \left(\frac{RT}{p} + b \right) v^2 + \frac{a}{p} v - \frac{ab}{p} = 0, \quad (4-3)$$

где v — удельный объем.

При $T = \text{const}$ уравнение (4-3) является уравнением изотермы, которое дает для каждого значения p три значения объема: v_1 , v_2 и v_3 .

При температурах выше критической два таких значения объема будут мнимыми и один вещественный. В области газообразных состояний каждому значению давления и температуры соответствует вполне определенное значение объема, т. е. любая из изотерм в одной лишь точке пересекает любую из изобар.

Ниже критической точки изотермы в области равновесия жидкости и пара, постоянные по уравнению Ван-дер-Ваальса, как это мы видели (фиг. 4-3), пересекаются с изобарами, отвечающими равновесию двух фаз: жидкости и пара, в трех точках. Для соответственно выбранных значений температуры и давления все три значения объемов рассматриваемого уравнения являются вещественными и неодинаковыми. В критической точке эти значения объемов совпадают.

Уравнение третьей степени с коэффициентом при старшем члене, равным единице, может быть представлено в виде произведения

$$(v - v_1)(v - v_2)(v - v_3) = 0. \quad (4-4)$$

Для критического состояния, в котором $v_1 = v_2 = v_3 = v_\kappa$, получим:

$$(v - v_\kappa)^3 = 0,$$

или

$$v^3 - 3v_\kappa v^2 + 3v_\kappa^2 v - v_\kappa^3 = 0. \quad (4-5)$$

Уравнения (4-4) и (4-5) тождественны, если положить $T = T_\kappa$ и $p = p_\kappa$.

Приравнивая в указанных уравнениях коэффициенты при одинаковых степенях v , получим:

$$3v_\kappa = \frac{RT_\kappa}{p_\kappa} + b,$$

$$3v_\kappa^2 = \frac{a}{p_\kappa},$$

$$v_\kappa^3 = \frac{ab}{p_\kappa}. \quad (4-6)$$

Решая систему уравнений (4-3) относительно v_κ , p_κ и T_κ , можно получить:

$$v_\kappa = 3b,$$

$$p_\kappa = \frac{a}{27b^2}.$$

$$T_\kappa = \frac{8a}{27Rb}. \quad (4-7)$$

Из этих соотношений вытекает, что

$$\frac{RT_\kappa}{p_\kappa v_\kappa} = \frac{8}{3} = 2,67.$$

Для идеального газа в соответствии с уравнением состояния Менделеева-Клапейрона это отношение должно быть равно единице.

Отсюда следует, что по уравнению Ван-дер-Ваальса вещество должно занимать в критическом состоянии объем, в 2,67 раза больший, чем объем, который оно занимало бы при тех же температурах и давлениях, если бы газ строго подчинялся законам Бойля-Мариотта и Гей-Люссака.

Отношение $\frac{RT_\kappa}{p_\kappa v_\kappa}$ по опытным данным для различных веществ в действительности, как это видно из табл. 4-1, колебается в довольно широких пределах.

Таблица 4-1

	Кислород	Азот	Углекислота	Этилен	Бензол
$\frac{RT_k}{p_kv_k}$	4,8	3,9	3,6	3,4	3,7

Для большого числа веществ можно принять в среднем

$$\frac{RT_k}{p_kv_k} = 3,7.$$

Вычисление T_k , p_k и v_k по уравнению Ван-дер-Ваальса не дает значений, совпадающих точно с опытом. Так, для углекислоты расчет дает $T_k = 305^\circ\text{K}$, $p_k = 62,5 \text{ ата}$, $v_k = 2,913 \text{ см}^3/\text{г}$, а измерением получено $T_k = 304,35^\circ\text{K}$, $p_k = 72,9 \text{ ата}$, $v_k = 2,156 \text{ см}^3/\text{г}$.

Действительные газы отклоняются от уравнения Ван-дер-Ваальса, так как они подвержены так называемой ассоциации молекул, под которой надо понимать образование скоплений молекул по мере снижения температуры и повышения давления. В разреженном состоянии газа его молекулы одиночные, при снижении температуры могут возникать двойные молекулы, в дальнейшем возможно возникновение тройных и т. д. Таким образом, число слившихся молекул увеличивается, что влечет за собой кажущееся уменьшение числа молекул и возрастание среднего молекулярного веса вещества. Кажущееся уменьшение числа молекул и возрастание среднего молекулярного веса вещества особенно резко наблюдаются при конденсации пара в жидкость.

Характеристическое уравнение реальных газов, согласующееся с экспериментальными данными при изменении температур и давлений в большом диапазоне, предложено лауреатом Сталинской премии проф. М. П. Вукаловичем, который составил первые советские таблицы водяного пара в 1937 г., использовав для этого найденное им уравнение состояния для перегретого водяного пара.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

5-1. ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ТЕПЛОТЫ И РАБОТЫ

Первое из двух основных положений термодинамики — первое начало, или первый закон термодинамики, — является наиболее общим выражением закона сохранения и превращения энергии, устанавливающим не только принцип сохранения энергии, но

и рассматривающим превращения одних видов энергии в другие в форме тепла и работы.

М. В. Ломоносов еще в 1760 г. открыл закон сохранения и превращения энергии. Путем многочисленных и разнообразных опытов было установлено, что тепло, возникающее в результате затраты работы, всегда находится в постоянном соотношении с количеством этой последней.

В технике за единицу работы принимается один килограммометр (*кгм*), а за единицу тепла — одна килокалория (*ккал*), соответствующая нагреву 1 *кг* воды от 19,5 до 20,5°С (стр. 14).

Число килограммометров работы, превращающихся в одну килокалорию тепла, называется механическим эквивалентом теплоты. Этот эквивалент равен 426,4 *кгм/ккал* и обозначается $\frac{1}{A}$. Обычно принимают $\frac{1}{A} = 427$.

Число килокалорий, эквивалентных одному килограммометру работы, называется тепловым эквивалентом работы. Он равен $1/426,4 \text{ ккал/кгм}$ и обозначается через *A*.

Для случаев полного превращения работы в тепло (или обратно) при отсутствии других сопутствующих преобразований энергии уравнение энергетического баланса для 1 *кг* вещества может быть написано в таком виде (частный случай):

$$q = Al, \text{ либо } l = \frac{q}{A}, \quad (5-1)$$

где *q* — количество полученного (или израсходованного) тепла, *ккал/кг*;

l — количество затраченной (или полученной) механической работы, *кгм/кг*.

5-2. ОБЩИЙ ВИД УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Закон сохранения и превращения энергии имеет следующую формулировку: энергия не создается и не уничтожается, но лишь преобразовывается из одного вида в другой.

Первый закон термодинамики рассматривает превращение одних видов энергии в другие в форме тепла и работы.

Поэтому первый закон термодинамики можно сформулировать следующим образом.

В произвольном процессе изменения состояния 1 *кг* вещества подведенное тепло *q* расходуется на изменение внутренней энергии тела *u*₂ — *u*₁ и на совершение внешней работы *l*. Поэтому для 1 *кг* рабочего тела уравнение первого закона термодинамики может быть написано в следующем виде:

$$q = u_2 - u_1 + Al. \quad (5-2)$$

Для бесконечно малого изменения состояния вещества уравнение первого закона примет вид:

$$dq = du + A dl. \quad (5-3)$$

При рассмотрении характера изменения внутренней энергии в том или ином процессе всегда следует иметь в виду, что, поскольку внутренняя энергия, как и всякая энергия, есть функция состояния, т. е. зависит только от состояния вещества, то ее изменение в процессе не зависит от вида (пути) процесса, а зависит только от начального и конечного состояний вещества.

Напротив, количества тепла и работы в процессе определяются не только значениями начального и конечного состояний, но и видом (путем) самого процесса.

В уравнении первого закона может учитываться и изменение внешней кинетической энергии тела, определяемой выражением следующего вида:

$$A \cdot \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g}, \quad (5-4)$$

или для элементарного процесса

$$Ad \frac{w^2}{2g}, \quad (5-5)$$

где w — скорость движения тела как целого.

В этом случае дифференциальное уравнение первого закона будет иметь следующий вид:

$$dq = du + A dl + Ad \frac{w^2}{2g} = du + A \left(dl + d \frac{w^2}{2g} \right). \quad (5-6)$$

Изменением внешней потенциальной энергии рабочего тела будем пренебречь во всех практических случаях.

При отсутствии сколько-нибудь заметного изменения скорости движения тела для обратимого процесса внешняя работа l равна работе расширения $p dv$, поэтому дифференциальное уравнение первого закона (5-3) принимает вид

$$dq = du + Ap dv. \quad (5-7)$$

Соответственно уравнение в конечной форме (5-2) напишется так:

$$q = u_2 - u_1 + A \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (5-8)$$

Входящие в это уравнение члены могут иметь значение положительное, отрицательное или равное нулю. В частности, положительной величиной является тепло, подводимое извне к рабочему телу. Отрицательным будет тепло, отнимаемое от рабочего тела.

Переходим к выводу формул для нахождения внутренней энергии газообразных тел в любых процессах. Внутренняя энергия газообразных тел подсчитывается через теплоемкость и температуру. Напомним из физики, что теплоемкостью называется количество тепла, потребное для изменения температуры единицы количества вещества на один градус в каком-либо определенном процессе.

В термодинамике чаще всего применяются весовые теплоемкости с размерностью *ккал/кг град*. Основные теплоемкости — это изохорная теплоемкость (для процесса при постоянном объеме) и изобарная теплоемкость (для процесса при постоянном давлении).

Для процесса при постоянном объеме количество подведенного тепла подсчитывается по уравнению

$$dq_v = c_v dT \text{ ккал/кг}, \quad (5-9)$$

а для процесса при постоянном давлении по уравнению

$$dq_p = c_p dT. \quad (5-10)$$

Изменение внутренней энергии проще всего найти для процесса при постоянном объеме. В этом процессе $v=\text{const}$ и тем самым $dv=0$, отсюда из основного уравнения первого закона термодинамики (5-7) получаем:

$$dq_v = du_v. \quad (5-11)$$

Заменяя здесь dq_v через $c_v dT$, по уравнению (5-9) имеем:

$$du_v = c_v dT. \quad (5-12)$$

Известно, что в идеальных газах внутренняя энергия зависит только от температуры (т. е. от кинетической энергии молекул газа), но не зависит от изменения объема газа (т. е. от взаимных расстояний между молекулами).

Выше уже указывалось, что внутренняя энергия есть функция состояния и ее изменение в процессе не зависит от пути процесса, а зависит лишь от начального и конечного состояний процесса. Таким образом, для идеального газа при заданном приращении температуры увеличение внутренней энергии газа будет одинаковым в любом процессе, а следовательно, может быть вычислено по уравнению (5-12), полученному выше для процесса при постоянном объеме.

Итак, для любого бесконечно малого процесса изменения состояния идеального газа изменение внутренней энергии есть

$$du = du_v = c_v dT, \quad (5-13)$$

а для конечного процесса

$$u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT, \quad (5-14)$$

или

$$u_2 - u_1 = c_{vm} (T_2 - T_1), \quad (5-15)$$

где c_{vm} — средняя весовая теплоемкость при постоянном объеме в пределах температур от T_1 до T_2 .

Используя уравнения (5-13) и (5-15) для изменения внутренней энергии, можно переписать уравнения первого закона термодинамики применительно к идеальному газу в следующем виде для бесконечно малых обратимых процессов [вместо (5-7)]:

$$dq = c_v dT + Ap dv \quad (5-16)$$

и для конечных процессов [вместо (5-8)]:

$$q = c_{vm} dT + A \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (5-17)$$

Применяя уравнение (5-17) первого закона термодинамики к изобарному процессу, можно вывести весьма важное соотношение между изобарной теплоемкостью c_p и изохорной теплоемкостью c_v .

Для процесса при постоянном давлении из определения изобарной теплоемкости [уравнение (5-10)] следует, что

$$dq = dq_p = c_p dT.$$

Подставляя это значение dq в уравнение (5-16) первого закона, получим:

$$c_p dT = c_v dT + Ap dv. \quad (5-18)$$

Рассматриваемый идеальный газ подчиняется уравнению состояния

$$pv = RT,$$

дифференцируя которое применительно к процессу $p = \text{const}$ можно получить:

$$p dv = R dT. \quad (5-19)$$

Подставляя значение $p dv$ из уравнения (5-19) в уравнение (5-18), имеем:

$$c_p dT = c_v dT + AR dT,$$

или по сокращении на dT

$$c_p = c_v + AR, \quad (5-20)$$

и отсюда

$$c_p - c_v = AR. \quad (5-21)$$

Смысл уравнения (5-21) таков: изобарная теплоемкость c_p идеального газа (теплота, затраченная на изменение температуры 1 кг газа в процессе нагревания или охлаждения на 1° при постоянном давлении) превышает изохорную теплоемкость c_v (теплоту, израсходованную на изменение температуры 1 кг газа в процессе нагревания или охлаждения на 1° при постоянном объеме) на величину AR , являющуюся тепловым эквивалентом работы расширения 1 кг при нагревании или охлаждении на 1° в процессе постоянного давления (см. 2-5 — физический смысл газовой постоянной R). Уравнение (5-21) находит себе широчайшее применение в технической термодинамике.

Если обе части уравнения (5-21) умножить на молекулярный вес μ :

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu AR$$

и далее подставить числовое значение универсальной газовой постоянной:

$$A\mu R = \frac{1}{427} 848 = 1,986 \approx 1,99,$$

то получим:

$$\mu c_p - \mu c_v = 1,986 \approx 1,99 \text{ ккал/моль град.} \quad (5-22)$$

Здесь μc_p — изобарная теплоемкость моля, μc_v — изохорная теплоемкость газа, а $\mu AR = 1,986$ — тепловой эквивалент универсальной газовой постоянной.

5-3. ЭНТАЛЬПИЯ ГАЗА

Энталпией, или теплосодержанием, называется функция состояния, определяемая выражением

$$i = u + A pv. \quad (5-23)$$

Из этого определения видно, что энталпия i зависит от внутренней энергии u и произведения pv (энергии объема). В современной теплотехнике энталпия получила широкое применение, особенно в разделе паров.

В дифференциальном виде уравнение (5-23) будет следующим:

$$di = du + Ad(pv). \quad (5-24)$$

Если из уравнения (5-24) найти приращение внутренней энергии

$$du = di - Ad(pv)$$

и подставить это значение du в уравнение (5-7) первого закона, получим:

$$dq = di - Ad(pv) + Ap dv = di - Ap dv - Av dp + Ap dv$$

и окончательно

$$dq = di - Av dp. \quad (5-25)$$

Таким образом, дифференциальное уравнение первого закона для обратимых процессов может быть дано либо через внутреннюю энергию [уравнение (5-7)], либо через энталпию [уравнение (5-25)].

Из уравнения (5-25) для процесса при постоянном давлении находим:

$$dq_p = di.$$

С другой стороны, по уравнению (5-10)

$$dq_p = c_p dT.$$

Отсюда получим, что для любых процессов идеального газа

$$di = dq_p = c_p dT. \quad (5-26)$$

Таким образом, энталпия есть функция состояния и поэтому ее изменение в процессе определяется лишь конечным и начальным состояниями газа, т. е., как это следует из уравнения (5-26), для идеального газа значениями начальной и конечной температур.

Следует заметить, что тот же результат может быть получен для идеальных газов другим путем: из уравнения (5-24)

$$\begin{aligned} di &= du + Ad(pv) = c_v dT + Ad(RT) = \\ &= c_v dT + AR dT = (c_v + AR) dT = c_p dT. \end{aligned}$$

В теплотехнике обычно принято вести отсчет энталпии для газов от 0°C , поэтому величина энталпии идеального газа при температуре t определится из выражения

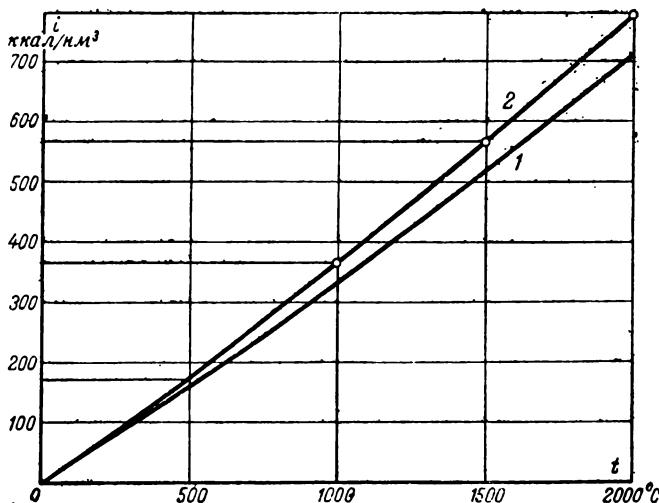
$$i = \int_0^t c_p dt = c_{pm} t, \quad (5-27)$$

где c_{pm} — средняя изобарная теплоемкость в интервале от 0°C до $t^\circ\text{C}$.

Весьма полезной для практических расчетов энталпии является ti -диаграмма, представляющая собой графическую зависимость между температурой газа t и его энталпийей i .

В специальных диаграммах для теплового расчета котлоагрегата вместо энталпии i , отнесенной к 1 кг газа, дается энталпия всей газовой смеси, получаемой при сжигании 1 кг топлива,

На фиг. 5-1 дана ti -диаграмма с линиями 1—для воздуха и 2—для дымовых газов, полученных при сгорании бурого подмосковного угля, причем энталпия вычислена для 1 м^3 газа.



Фиг. 5-1. Диаграмма ti для воздуха и дымовых газов.

Подобные диаграммы позволяют графически находить количество тепла, необходимое для нагревания или отдаваемого при охлаждении газа в пределах заданных температур при $p = \text{const}$.

Таблица 5-1

Энталпия газов i в $\text{ккал}/\text{м}^3$ от 0°C до 2000°C

$t, ^{\circ}\text{C}$	$\text{O}_2; \text{CO}; \text{N}_2$	CO_2	H_2O	Воздух	$t, ^{\circ}\text{C}$	$\text{O}_2; \text{CO}; \text{N}_2$	CO_2	H_2O	Воздух
100	31	41	36	31	1 100	371	593	457	374
200	62,5	86	72,5	62,5	1 200	408	656	506	411
300	94	136	110	94,5	1 300	445	719	556	449
400	126,5	185,6	149	127	1 400	483	783	607	487
500	159,5	239	189	160,5	1 500	520	847	660	525
600	193	295	230	195	1 600	558	911	711	563
700	228	352	273	230	1 700	597	976	764	601
800	263	411	317	265	1 800	635	1 041	819	640
900	298	471	362	301	1 900	674	1 107	873	679
1 000	334	532	409	337	2 000	712	1 173	923	718

Задача 5-1. Дан объемный состав дымовых газов, полученных от сжигания топлива (подмосковный бурый уголь): азота (N_2) 0,705, кислорода (O_2) 0,0625, углекислоты (CO_2) 0,1095, сернистого газа (SO_2) 0,003, водяных паров (H_2O) 0,12.

Построить ti -диаграмму дымовых газов по точкам для температур 100, 500, 1 000, 1 500 и 2000°C .

Решение. Для таких подсчетов удобно пользоваться готовой таблицей энталпии отдельных газов в $\text{ккал}/\text{н.м}^3$, предложенной Центральным котлотурбинным институтом (ЦКТИ) для теплового расчета котельного агрегата.

Согласно табл. 5-2 энталпию N_2 и O_2 можно принять одинаковой (как для двухатомных газов). Для сернистого газа SO ввиду незначительности его количества энталпию практически принимают по данным для CO_2 .

Расположение вычислений удобно сделать следующим образом:

Таблица 5-2

Наименование газов	Температуры, $^{\circ}\text{C}$				
	100	500	1 000	1 500	2 000
Двухатомные газы	0,7675·31=23,7	0,7675·159,5=122	0,7675·334=256	0,7675·520=398	0,7675·712=547
Трехатомные газы	0,1125·41=4,6	0,1125·239=26,9	0,1125·532=59,7	0,1125·847=95,2	0,1125·1178=132
Водяной пар	0,12·36=4,3	0,12·189=23,6	0,12·409=49	0,12·660=79	0,12·928=111,5
Сумма	32,6	172,5	304,7	572,8	790,5

Задача 5-2. Найти энталпию газов (фиг. 5-1) при 550°C .

Решение. На $t\text{-диаграмме}$ находим $i=190 \text{ ккал}/\text{н.м}^3$.

Задача 5-3. Какое количество тепла теряет 1 н.м^3 дымовых газов при падении температуры с 1 000 до 800°C при $p=\text{const}$.

Решение. На $t\text{-диаграмме}$ находим:

$$i_1(1000^{\circ})=364,7 \text{ ккал}/\text{н.м}^3, i_2(800^{\circ})=285 \text{ ккал}/\text{н.м}^3,$$

$$\Delta i = i_1 - i_2 = 79,7 \text{ ккал}/\text{н.м}^3.$$

Задача 5-4. Определить экономический к. п. д. двигателя, если он расходует 0,179 кг нефти на 1 л. с. ч. при теплотворности нефти, равной 10 000 $\text{ккал}/\text{кг}$:

$$\eta = \frac{632}{10\,000 \cdot 0,19} = 35,3\%.$$

Задача 5-5. Теплосиловая установка имеет экономический к. п. д. 20%. Определить, какой расход каменного угля потребуется в год, если мощность станции 36 000 kвт и число часов работы в год 6 300. Теплотворность топлива 6 000 $\text{ккал}/\text{кг}$, удельный расход топлива

$$b = \frac{860}{0,2 \cdot 6\,000} = 0,716 \text{ кг}/\text{kвтч}.$$

Расход топлива в тоннах в год $0,716 \cdot 36\,000 \cdot 6\,300 = 161\,388\,000 \text{ кг}/\text{год} = 161\,388 \text{ т}/\text{год}$.

Задача 5-6. Двигатель внутреннего сгорания мощностью 400 л. с. показал расход топлива 100 кг в час при $Q_n^p = 10\,000 \text{ ккал}/\text{кг}$.

Определить экономический к. п. д. двигателя.

Задача 5-7. Определить общий к. п. д. силовой станции, если она расходует в год 157 388 т угля. Теплотворность угля 6 000 $\text{ккал}/\text{кг}$, число часов работы в год 8 760, мощность станции 36 000 kвт .

Задача 5-8. Двигатель внутреннего сгорания при испытании показал мощность 250 л. с. и расход топлива 45 $\text{кг}/\text{час}$ при $Q_n^p = 10\,100 \text{ ккал}/\text{кг}$. Как изменится экономический к. п. д. двигателя, если при той же мощности расход топлива сократился до 42,5 $\text{кг}/\text{час}$, а теплотворность топлива повысилась до 10 200 $\text{ккал}/\text{кг}$,

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ТЕПЛОЕМКОСТЬ

6-1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ

При изменении температуры единицы количества различных веществ, а также одного и того же вещества в разных процессах и в одинаковых пределах температур, требуется различное количество тепла (т. е. тепловая „емкость“ у разных веществ и в разных процессах неодинакова).

Теплоемкостью вещества называется количество тепла, необходимое для изменения температуры единицы количества вещества на один градус в данном процессе изменения состояния. Теплоемкость 1 кг вещества называется весовой теплоемкостью с ккал/кг град.

Количество подводимого к 1 кг тепла может быть определено через весовую теплоемкость в бесконечно малом процессе так:

$$dq = c dt \text{ ккал/кг}, \quad (6-1)$$

или в конечном процессе

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt \text{ ккал/кг}, \quad (6-2)$$

т. е. количество тепла можно подсчитать через теплоемкость, если известна ее зависимость от температуры.

Кроме весовой теплоемкости различают объемную теплоемкость, если она относится к единице объема (обычно при нормальных условиях), и мольную теплоемкость, если она отнесена к одному молю.

Размерности весовой теплоемкости с ккал/кг град, объемной теплоемкости С ккал/нм³ град и мольной теплоемкости μс ккал/моль град.

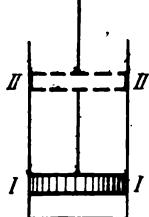
Большое значение для термодинамики и теплотехники имеют теплоемкости: в процессе постоянного давления (изобарная теплоемкость) и в процессе постоянного объема (изохорная теплоемкость). Первую обозначают через c_p , вторую через c_v . Понятно, что эти теплоемкости могут быть весовые, объемные и мольные.

Если разделить теплоемкость при постоянном давлении на теплоемкость при постоянном объеме (принимая их постоянными), то частное от деления этих величин обозначается через k . Значение k для идеальных двухатомных газов при невысоких температурах

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1,4,$$

т. е. c_p превышает c_v на 40%.

Объясним превышение c_p над c_v . Пусть в цилиндре с поршнем (фиг. 6-1) заключено некоторое количество воздуха и пусть к цилиндру подводится определенное количество тепла. Будем считать, что оно идет только на нагревание воздуха, заключенного в цилиндре под поршнем. Рассмотрим нагрев воздуха в цилиндре сначала при неподвижном поршне, тогда процесс нагревания воздуха можно принимать происходящим при постоянном объеме. Количество подводимого тепла в этом случае может быть определено из выражения



Фиг. 6-1.
Схема к вы-
воду форму-
лы разности
теплоемко-
стей $c_p - c_v$.

т. е. все подведенное тепло идет только на изменение внутренней энергии воздуха и работа при этом не производится.

Предположим теперь, что процесс теплоподвода осуществляется при свободно перемещающемся поршне, тогда нагретый воздух, преодолевая атмосферное давление, заставляет поршень перемещаться вверх.

В этом случае при подводе тепла при том же самом повышении температуры от t_1 до t_2 произойдет не только изменение внутренней энергии Δu_{1-2} , но и будет произведена работа

$$q_p = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt = \Delta u_{1-2} + AL_{1-2}.$$

Таким образом понятно, что теплоемкость c_p больше, чем c_v , поскольку она соответствует теплу, расходуемому не только на изменение внутренней энергии, но и на производство внешней работы [см. уравнение (5-20)].

Теплоемкость бывает средняя и истинная.

Средней теплоемкостью называется усредненное количество тепла, которое необходимо для изменения температуры единицы количества вещества на 1° в интервале температур от t_1 до t_2 , т. е.

$$c_m = \frac{q}{t_2 - t_1} \text{ ккал/кг град}, \quad (6-3)$$

откуда

$$q = c_m (t_2 - t_1) \text{ ккал/кг}, \quad (6-4)$$

где c_m — средняя теплоемкость между t_1 и t_2 .

Говоря о средней теплоемкости, часто принимают $t_1 = 0$ и $t_2 = t$.

Истинной теплоемкостью называется теплоемкость вещества в данном его состоянии, соответствующая элементарному процессу теплоподвода при данной температуре.

Истинная теплоемкость является пределом, к которому стремится средняя теплоемкость c_m , когда $\Delta t = t_2 - t_1$ стремится к нулю, т. е.

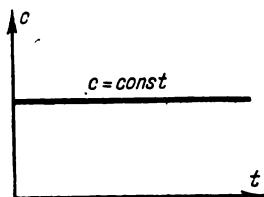
$$c = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dT}, \quad (6-5)$$

откуда

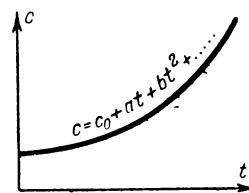
$$q = \int_{t_1}^{t_2} c \, dt. \quad (6-6)$$

6-2. ГРАФИК ТЕПЛОЕМКОСТИ

Если теплоемкость принимается постоянной, т. е. если предполагается, что она не зависит от температуры, то графически она изобразится прямой, параллельной оси t (фиг. 6-2)



Фиг. 6-2. График постоянной теплоемкости.



Фиг. 6-3. График зависимости истинной теплоемкости от температуры.

В действительности же теплоемкость переменна. Истинная теплоемкость часто может быть выражена в общем виде формулой такого вида:

$$c = c_0 + at + bt^2 + \dots \quad (6-7)$$

Коэффициенты c_0 , a и b — величины постоянные, зависящие от природы тела. Графически эта зависимость может быть представлена в осях координат tc соответствующей кривой (фиг. 6-3).

Задаваясь определенной температурой, можно по уравнению (6-7) найти для нее значение истинной теплоемкости.

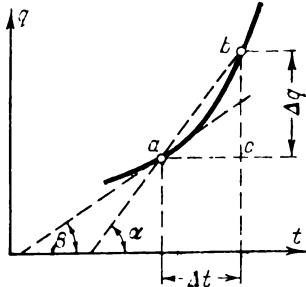
Количество тепла, подсчитанное по уравнению (6-6), принимающему при переходе от t к T вид:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c \, dT,$$

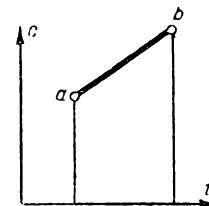
при постоянной теплоемкости определяется из выражения

$$q = c(T_2 - T_1). \quad (6-8)$$

В осях координат t - q график тепла при переменной теплоемкости примет вид кривой (фиг. 6-4), а при постоянной теплоемкости будет изображен прямой.



Фиг. 6-4. Нахождение средней и истинной теплоемкостей по кривой тепла.



Фиг. 6-5. Линейная зависимость теплоемкости от температуры.

Средняя теплоемкость соответственно графику фиг. 6-4 будет равна:

$$c_{ab} = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Графически это — тангенс угла секущей ab с осью t , т. е.

$$c_{ab} = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \operatorname{tg} bac = \operatorname{tg} \alpha, \quad (6-9)$$

а истинная теплоемкость в состоянии газа, изображаемом точкой a , есть тангенс угла касательной, т. е.

$$c_a = \frac{dq}{dt} = \operatorname{tg} \beta. \quad (6-10)$$

Заметим, что часто в небольшом интервале температур можно считать температурную зависимость теплоемкости прямо-линейной (фиг. 6-5), в этом случае истинная теплоемкость может быть определена так:

$$c = c_0 + at. \quad (6-11)$$

6-3. ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ПО ИЗВЕСТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИСТИННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Истинная теплоемкость есть функция температуры и в общем случае, как указывалось, часто может быть представлена следующим многочленом:

$$c = c_0 + at + bt^2.$$

Из этого выражения получим уравнение для средней теплоемкости и установим связь между уравнениями для средней и истинной теплоемкостей.

Количество тепла, подсчитываемое по истинной теплоемкости, согласно уравнению (6-6) будет:

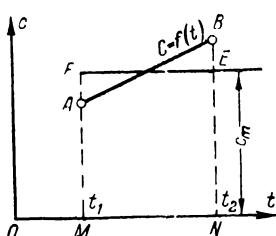
$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt.$$

Отсюда средняя теплоемкость может быть определена из выражения

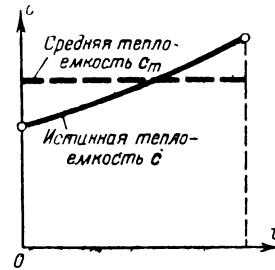
$$c_m = \frac{q}{t_2 - t_1} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} c dt}{t_2 - t_1}. \quad (6-12)$$

Из диаграммы tc (фиг. 6-6) можно понять, как определяется тепло по истинной и средней теплоемкостям.

Количество тепла, подводимое к газу при увеличении температуры от t_1 до t_2 , определяется на графике фиг. 6-6 площадью по кривой изменения истинной теплоемкости AB .



Фиг. 6-6. Нахождение средней теплоемкости c_m по графику истинной теплоемкости c в интервале от t_1 до t_2 .



Фиг. 6-7. Нахождение средней теплоемкости c_m по графику истинной теплоемкости c в интервале от 0 до t° С.

Площадь $ABNM$ может быть заменена равновеликим прямоугольником $FENM$, у которого высота и будет средней теплоемкостью c_m .

Подставляя под интеграл уравнения (6-12) значение истинной теплоемкости как функции температуры по уравнению (6-7), получим:

$$c_m = \frac{\int_{t_1}^{t_2} (c_0 + at + bt^2) dt}{t_2 - t_1}. \quad (6-13)$$

Для упрощения мы ограничились тремя членами в формуле истинной теплоемкости, так как дальнейшие члены практически весьма мало влияют на конечные результаты вычислений.

Интегрируя данное выражение (6-13), находим:

$$c = \frac{c_0(t_2 - t_1) + \frac{a}{2}(t_2^2 - t_1^2) + \frac{b}{3}(t_2^3 - t_1^3)}{t_2 - t_1}.$$

После сокращения на $(t_2 - t_1)$ получим значение средней теплоемкости в соответствии с уравнением (6-7) для истинной теплоемкости

$$c_m = c_0 + \frac{a}{2}(t_2 + t_1) + \frac{b}{3}(t_2^2 + t_2 t_1 + t_1^2). \quad (6-14)$$

Часто нижним пределом температуры при расчете средней теплоемкости является $t = 0^\circ\text{C}$. Если, кроме того, положить $t_2 = t_1$, то формула (6-14) даст:

$$c_m = c_0 + \frac{a}{2}t + \frac{b}{3}t^2. \quad (6-15)$$

Сопоставляя полученное выражение средней теплоемкости с уравнением для истинной теплоемкости, имеющим вид

$$c_m = c_0 + at + bt^2,$$

приходим к заключению, что формула истинной теплоемкости отличается от формулы средней теплоемкости коэффициентами, которые поделены на 2 при t и на 3 при t^2 (в результате интегрирования).

Приведенный выше график (фиг. 6-7) показывает, что средняя теплоемкость между 0°C и $t^\circ\text{C}$ меньше, чем истинная при $t^\circ\text{C}$.

Определение теплоемкости газов может быть проведено согласно кинетической теории газов. Однако эта теория не дает правильной картины зависимости теплоемкости от температуры.

Правильное описание температурной зависимости теплоемкости газов может быть дано лишь посредством так называемой квантовой теории теплоемкости.

Ниже приводятся таблицы точных значений теплоемкостей газов (табл. 6-1, 6-2, 6-3 и 6-4).

Задача 6-1. Определить количество тепла, которое необходимо затратить для нагрева 1 кг азота при $p = \text{const}$ от 200 до 400°C .

Решить задачу, пользуясь следующими приближенными формулами истинных мольных теплоемкостей двухатомных газов (эти формулы могут быть применены до 1000°C):

$$\mu c_p = 6,98 + 0,000532t \text{ ккал/моль град}, \quad (6-16)$$

$$\mu c_v = 4,995 + 0,000532t \text{ ккал/моль град}. \quad (6-17)$$

Решение провести сначала по истинной, затем по средней теплоемкости.

Решение. 1) Для моля азота согласно формуле (6-16) для истинной теплоемкости имеем:

$$\begin{aligned} Q_p &= \int_{t_1}^{t_2} \mu c_p dt = \int_{t_1}^{t_2} (6,98 + 0,000532 t) dt = \\ &= 6,98(t_2 - t_1) + 0,000532 \frac{t_2^2 - t_1^2}{2} = 6,98(400 - 200) + \\ &+ 0,000532 \frac{400^2 - 200^2}{2} = 6,98 \cdot 200 + 0,000266 (160\,000 - 40\,000) = \\ &= 1\,396 + 31,2 = 1427,2 \text{ ккал/моль.} \end{aligned}$$

Для 1 кг азота

$$q_v = \frac{Q_p}{\mu} = \frac{1427,2}{28} = 51,0 \text{ ккал/кг.}$$

2) Средняя мольная теплоемкость от 0 до $t^\circ\text{C}$ в соответствии с уравнением (6-16) может быть определена из выражения

$$\mu c_{pm} = 6,98 + \frac{0,000532}{2} t = 6,98 + 0,000266 t$$

и в интервале температур от t_1 до t_2 из выражения

$$\begin{aligned} \mu c_{pm} &= 6,98 + 0,000532 \frac{t_1 + t_2}{2} = 6,98 + 0,000266 (t_1 + t_2) = \\ &= 6,98 + 0,000266 (200 + 400) = 6,98 + 0,156 = 7,136 \text{ ккал/моль град.} \end{aligned}$$

Поэтому тепло, расходуемое на нагрев 1 кг азота, будет равно:

$$q_p = \frac{\mu c_{pm}}{\mu} (t_2 - t_1) = \frac{7,136}{28} (400 - 200) = 51,0 \text{ ккал/кг.}$$

Задача 6-2. 1 кг воздуха нагревается при постоянном давлении от 100 до 400°C . Определить количество тепла, необходимое для проведения этого процесса.

Решение. По табл. 6-1 находим значения нужных теплоемкостей для

$$t_1 = 100^\circ\text{C} \text{ и } t_2 = 400^\circ\text{C}.$$

Далее вычисляем $q = q_2 - q_1$:

$$\begin{aligned} q_1 &= 0,2403 \cdot 100 = 24,03; q_2 = 0,2456 \cdot 400 = 98,4; \\ q &= 98,4 - 24,0 = 74,4 \text{ ккал/кг.} \end{aligned}$$

6-4. ТЕПЛОЕМКОСТЬ СМЕСИ ГАЗОВ

В теплотехнике в большинстве случаев приходится иметь дело со смесями отдельных газов, в силу чёго необходимо уметь определять теплоемкость смеси газа.

Смесь может быть задана весами, объемами, числом молей отдельных газов, также весовыми и объемными долями. Теплоемкость смеси газов может быть отнесена ко всему количеству, к 1 кг, к 1 м³ и к 1 молю газовой смеси.

Таблица 6-1

Средние мольные изобарные теплоемкости газов μc_{pt} , ккал/моль град

$t, ^\circ\text{C}$	N ₂	O ₂	CO	H ₂ O	CO ₂	SO ₂	Воздух
0	6,921	6,984	6,955	8,001	8,528	9,28	6,933
100	6,940	6,940	6,968	8,059	9,172	9,71	6,962
200	6,962	7,151	6,999	8,149	9,617	10,11	6,999
300	6,998	7,260	7,050	8,258	10,016	10,48	7,058
400	7,050	7,376	7,115	8,381	10,372	10,78	7,116
500	7,112	7,483	7,190	8,510	10,668	11,08	7,189
600	7,179	7,587	7,268	8,645	10,971	11,31	7,263
700	7,250	7,679	7,336	8,787	11,224	11,52	7,339
800	7,321	7,765	7,413	8,931	11,452	11,69	7,412
900	7,389	7,852	7,487	9,078	11,665	11,85	7,482
1 000	7,454	7,911	7,555	9,224	11,851	11,98	7,548
1 100	7,517	7,975	7,611	9,369	12,020	12,10	7,612
1 200	7,577	8,035	7,670	9,512	12,176	12,20	7,671
1 300	7,635	8,088	7,746	9,651	12,318		7,729
1 400	7,688	8,139	7,800	9,787	12,446		7,782
1 500	7,739	8,188	7,850	9,918	12,566		7,832
1 600	7,786	8,234	7,896	10,045	12,676		7,878
1 700	7,829	8,279	7,939	10,169	12,779		7,922
1 800	7,870	8,320	7,980	10,287	12,876		7,963
1 900	7,909	8,360	8,018	10,399	12,963		8,002
2 000	7,945	8,399	8,054	10,508	13,046		8,038
2 100	7,979	8,437	8,087	10,613	13,124		8,073
2 200	8,011	8,475	8,119	10,713	13,198		8,106
2 300	8,042	8,508	8,149	10,809	13,267		8,138
2 400	8,071	8,541	8,178	10,902	13,329		8,158
2 500	8,098	8,575	8,204	10,991	13,391		8,197

Введем следующие обозначения: c — теплоемкость 1 кг смеси, C — теплоемкость 1 нм³ смеси, μc — теплоемкость моля смеси.

Если заданы веса, то количество тепла, необходимое для нагревания смеси на Δt , будет равно (пренебрегаем зависимостью теплоемкости от температуры):

$$Q = cG \Delta t = c_1 G_1 \Delta t + c_2 G_2 \Delta t + c_3 G_3 \Delta t + \dots + c_n G_n \Delta t. \quad (6-18)$$

Разделив обе части уравнения (6-18) на $G \Delta t$, находим весовую теплоемкость смеси:

$$c = c_1 g_1 + c_2 g_2 + c_3 g_3 + \dots + c_n g_n,$$

или

$$c = \sum_1^n g_i c_i, \quad (6-19)$$

где $g_1, g_2, g_3, \dots, g_n$ — весовые доли смеси;

$c_1, c_2, c_3, \dots, c_n$ — весовые теплоемкости компонентов смеси.

Таблица 6-2

Средние весовые изобарные теплоемкости газов c_{pt} , ккал/кг град

$t, {}^{\circ}\text{C}$	N ₂	O ₂	CO	H ₂ O	CO ₂	Воздух
0	0,2454	0,2183	0,2483	0,4441	0,1938	0,2393
100	0,2465	0,2203	0,2488	0,4477	0,2084	0,2403
200	0,2472	0,2234	0,2499	0,4523	0,2185	0,2416
300	0,2485	0,2269	0,2577	0,4584	0,2276	0,2434
400	0,2504	0,2305	0,2540	0,4652	0,2357	0,2456
500	0,2526	0,2338	0,2567	0,4724	0,2429	0,2481
600	0,2549	0,2371	0,2595	0,4798	0,2493	0,2507
700	0,2575	0,2400	0,2623	0,4877	0,2551	0,2533
800	0,2600	0,2427	0,2651	0,4957	0,2602	0,2559
900	0,2624	0,2451	0,2677	0,5038	0,2650	0,2583
1 000	0,2647	0,2473	0,2701	0,5120	0,2693	0,2606
1 100	0,2669	0,2493	0,2724	0,5201	0,2732	0,2628
1 200	0,2671	0,2511	0,2746	0,5279	0,2767	0,2648
1 300	0,2711	0,2528	0,2765	0,5357	0,2799	0,2668
1 400	0,2730	0,2544	0,2785	0,5432	0,2828	0,2687
1 500	0,2748	0,2559	0,2803	0,5504	0,2855	0,2704
1 600	0,2765	0,2573	0,2819	0,5558	0,2880	0,2720
1 700	0,2780	0,2587	0,2835	0,5644	0,2904	0,2735
1 800	0,2795	0,2600	0,2849	0,5709	0,2926	0,2749
1 900	0,2809	0,2613	0,2863	0,5771	0,2945	0,2762
2 000	0,2821	0,2625	0,2875	0,5832	0,2964	0,2775
2 100	0,2834	0,2637	0,2887	0,5888	0,2981	0,2787
2 200	0,2845	0,2649	0,2899	0,5946	0,2999	0,2798
2 300	0,2856	0,2859	0,2910	0,6000	0,3014	0,2809
2 400	0,2866	0,2669	0,2920	0,6051	0,3028	0,2819
2 500	0,2876	0,2680	0,2929	0,6101	0,3042	0,2829

Аналогично находится объемная теплоемкость смеси по объемным долям и объемным теплоемкостям смеси;

$$C = C_1 r_1 + C_2 r_2 + C_3 r_3 + \dots + C_n r_n,$$

или

$$C = \sum r_i C_i, \quad (6-20)$$

где $r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$ — объемные доли смеси;

$C_1, C_2, C_3, \dots, C_n$ — объемные теплоемкости компонентов.

Формула для нахождения мольной теплоемкости смеси по мольным теплоемкостям составных частей имеет вид:

$$\mu c = (\mu c)_1 \frac{M_1}{M} + (\mu c)_2 \frac{M_2}{M} + \dots + (\mu c)_n \frac{M_n}{M},$$

$$\mu c = (\mu c)_1 r_1 + (\mu c)_2 r_2 + \dots + (\mu c)_n r_n = \sum_1^n (\mu c)_i r_i, \quad (6-21)$$

Таблица 6-3

Средние объемные изобарные теплоемкости газов
 c_{pm} , ккал/н.м³ град

$t, ^\circ\text{C}$	N ₂	O ₂	CO	H ₂ O	CO ₂	Воздух
0	0,3088	0,3116	0,3103	0,3569	0,3805	0,3093
100	0,3096	0,3145	0,3108	0,3596	0,4092	0,3106
200	0,3106	0,3190	0,3123	0,3635	0,4290	0,3123
300	0,3122	0,3240	0,3146	0,3684	0,4469	0,3147
400	0,3146	0,3291	0,3174	0,3739	0,4628	0,3175
500	0,3173	0,3339	0,3208	0,3796	0,4769	0,3207
600	0,3203	0,3385	0,3243	0,3856	0,4895	0,3241
700	0,3235	0,3426	0,3278	0,3920	0,5000	0,3275
800	0,3266	0,3464	0,3312	0,3985	0,5110	0,3307
900	0,3297	0,3498	0,3344	0,4050	0,5204	0,3338
1 000	0,3325	0,3529	0,3375	0,4115	0,5288	0,3367
1 100	0,3354	0,3548	0,3405	0,4180	0,5363	0,3396
1 200	0,3380	0,3584	0,3431	0,4244	0,5433	0,3422
1 300	0,3406	0,3608	0,3446	0,4306	0,5495	0,3448
1 400	0,3430	0,3631	0,3470	0,4367	0,5553	0,3472
1 500	0,3453	0,3653	0,3492	0,4425	0,5606	0,3494
1 600	0,3473	0,3673	0,3513	0,4482	0,5655	0,3515
1 700	0,3493	0,3693	0,3532	0,4537	0,5701	0,3534
1 800	0,3511	0,3712	0,3551	0,4590	0,5744	0,3552
1 900	0,3529	0,3730	0,3578	0,4640	0,5783	0,3570
2 000	0,3545	0,3741	0,3593	0,4689	0,5820	0,3586
2 100	0,3560	0,3764	0,3608	0,4736	0,5855	0,3602
2 200	0,3574	0,3781	0,3623	0,4780	0,5887	0,3616
2 300	0,3588	0,3796	0,3636	0,4822	0,5919	0,3631
2 400	0,3601	0,3810	0,3649	0,4864	0,5947	0,3644
2 500	0,3613	0,3825	0,3660	0,4903	0,5974	0,3657

6-5. СМЕШЕНИЕ ГАЗОВ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР

Пусть, например, в трех баллонах находятся разные газы, имеющие различные давления, объемы и температуры.

Если открыть вентили (фиг. 6-8), то произойдет смешение газов и в баллонах установятся одинаковые температура и давление. Общий объем смеси будет:

$$V = V_1 + V_2 + V_3 \text{ м}^3$$

и полный вес смеси

$$G = G_1 + G_2 + G_3 \text{ кг.}$$

Определение температуры смеси T

Внутренняя энергия смеси равна сумме внутренних энергий отдельных компонентов, составляющих смесь:

$$G c_v T = G_1 c_{v_1} T_1 + G_2 c_{v_2} T_2 + G_3 c_{v_3} T_3,$$

Таблица 6-4
Средние объемные изобарные теплоемкости газов C_{pt} , $\text{ккал}/\text{кг}^{\circ}\text{град}$ по данным ВТИ

$t, ^\circ\text{C}$	C_{CO_2}	C_{N_2}	C_{O_2}	C_{H_2O}	$C_{сух.возд.}$	$C_{влаж.возд.}$	C_{CO}	C_{H_2}	C_{CH_4}	$C_{C_2H_2}$	$C_{C_2H_4}$
0	0,3305	0,3088	0,3116	0,3569	0,3093	0,3150	0,309	0,307	0,387	0,466	0,450
100	0,4092	0,3096	0,3145	0,3596	0,3106	0,3163	0,310	0,308	0,395	0,491	0,503
200	0,4290	0,3106	0,3190	0,3635	0,3123	0,3181	0,312	0,309	0,422	0,521	0,556
300	0,4469	0,3122	0,3240	0,3684	0,3147	0,3206	0,314	0,309	0,450	0,546	0,604
400	0,4628	0,3146	0,3251	0,3739	0,3175	0,3235	0,318	0,310	0,478	0,567	0,650
500	0,4769	0,3173	0,3339	0,3796	0,3207	0,3268	0,320	0,310	0,511	0,584	0,691
600	0,4895	0,3203	0,3386	0,3856	0,3241	0,3303	0,324	0,311	0,540		
700	0,5008	0,3235	0,3426	0,3926	0,3275	0,3388	0,326	0,312	0,568		
800	0,5110	0,3266	0,3464	0,3985	0,3307	0,3371	0,330	0,313	0,594		
900	0,5204	0,3297	0,3496	0,4050	0,3338	0,3403	0,333	0,315	0,618		
1 000	0,5288	0,3325	0,3529	0,4115	0,3367	0,3438	0,336	0,316	0,641		
1 100	0,5363	0,3354	0,3554	0,3548	0,4180	0,3396	0,3463				
1 200	0,5433	0,3380	0,3584	0,4244	0,3422	0,3490					
1 300	0,5495	0,3406	0,3608	0,4306	0,3448	0,3517					
1 400	0,5559	0,3430	0,3631	0,4367	0,3472	0,3542					
1 500	0,5606	0,3453	0,3653	0,4425	0,3494	0,3565					
1 600	0,5655	0,3473	0,3673	0,4482	0,3515	0,3587					
1 700	0,5701	0,3493	0,3693	0,4537	0,3534	0,3607					
1 800	0,5744	0,3511	0,3712	0,4590	0,3552	0,3625					
1 900	0,5783	0,3529	0,3730	0,4640	0,3570	0,3644					
2 000	0,5820	0,3545	0,3747	0,4689	0,3586	0,3661					
2 100	0,5855	0,3680	0,3764	0,4736	0,3602	0,3678					
2 200	0,5887	0,3584	0,3781	0,4780	0,3616	0,3693					
2 300	0,5919	0,3588	0,3796	0,4822	0,3631	0,3708					
2 400	0,5947	0,3601	0,3810	0,4864	0,3644	0,3722					
2 500	0,5974	0,3613	0,3825	0,4903	0,3657	0,3737					

откуда определяется температура смеси T :

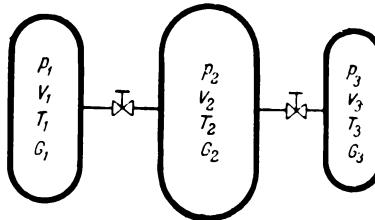
$$T = \frac{G_1 c_{v_1} T_1 + G_2 c_{v_2} T_2 + G_3 c_{v_3} T_3}{G c_v}. \quad (6-22)$$

Из выражения (6-18) для подсчета теплоемкости газовой смеси можно получить, что

$$G c_v = G_1 c_{v_1} + G_2 c_{v_2} + G_3 c_{v_3}.$$

Поэтому уравнение (127) примет вид:

$$T = \frac{G_1 c_{v_1} T_1 + G_2 c_{v_2} T_2 + G_3 c_{v_3} T_3}{G_1 c_{v_1} + G_2 c_{v_2} + G_3 c_{v_3}}. \quad (6-23)$$



Фиг. 6-8. Смешение газов в постоянном объеме.

Для каждого газа из уравнений состояния находим:

$$G_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1}; \quad G_2 = \frac{p_2 V_2}{R_2 T_2}; \quad G_3 = \frac{p_3 V_3}{R_3 T_3}.$$

Исключая температуры T_1 , T_2 , T_3 из уравнения (6-23), получим следующее выражение температуры смеси:

$$T = \frac{\frac{p_1 V_1}{R_1} \frac{c_{v_1}}{R_1} + \frac{p_2 V_2}{R_2} \frac{c_{v_2}}{R_2} + \frac{p_3 V_3}{R_3} \frac{c_{v_3}}{R_3}}{\frac{p_1 V_1}{R_1} \frac{c_{v_1}}{R_1} + \frac{p_2 V_2}{R_2} \frac{c_{v_2}}{R_2} + \frac{p_3 V_3}{R_3} \frac{c_{v_3}}{R_3}}. \quad (6-24)$$

Из уравнений $c_p - c_v = AR$ и $k = \frac{c_p}{c_v}$ можно получить, что $c_v = \frac{AR}{k-1}$ и $\frac{c_v}{R} = \frac{A}{k-1}$. Если рассматривать двухатомные газы, то для них $\frac{c_v}{R}$ приближенно одинаковы.

При таком допущении уравнение (6-24) можно упростить: проведя сокращение на $\frac{c_v}{R}$, получим для смеси двухатомных газов упрощенное уравнение температуры смеси:

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \frac{p_3 V_3}{T_3}}. \quad (6-25)$$

Определение давления смеси p

Давление смеси может быть получено из уравнения состояния для смеси, поскольку температура смеси может быть определена по уравнению (6-24), объем смеси равен сумме объемов исходных компонентов, а газовая постоянная смеси весьма просто рассчитывается в соответствии с весами компонентов.

Давление смеси, образованной в результате смешения двухатомных газов, может быть получено более просто согласно приближенному уравнению (6-25):

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \frac{p_3 V_3}{T_3}}.$$

Для смеси газа и отдельных составляющих из уравнений состояния имеем:

$$T = \frac{pV}{GR}; \quad \frac{p_1 V_1}{T_1} = G_1 R_1; \quad \frac{p_2 V_2}{T_2} = G_2 R_2; \quad \frac{p_3 V_3}{T_3} = G_3 R_3.$$

Подставляя эти выражения в уравнение (6-25), получим:

$$\frac{pV}{GR} = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3}{G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3}.$$

Из уравнения для газовой постоянной смеси можно получить, что

$$GR = G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3,$$

поэтому

$$pV = p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3,$$

откуда давление смеси двухатомных газов будет иметь окончательный вид:

$$p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3}{V_1 + V_2 + V_3}. \quad (6-26)$$

Задача 6-3. Определить при 0°C изобарную теплоемкость 1 кг воздуха, состоящего из 77 весовых частей N_2 и 23 весовых частей O_2 .

Решение. Из табл. 6-2 имеем при $t=0^\circ\text{C}$ для N_2 $c_p = 0,2454 \text{ ккал}/\text{кг град}$ и для O_2 $c_p = 0,2183 \text{ ккал}/\text{кг град}$; находим $c_p = 0,2454 \cdot 0,77 + 0,2183 \cdot 0,23 = 0,240 \text{ ккал}/\text{кг град}$.

Задача 6-4. Определить при 0°C изобарную теплоемкость 1 нм^3 воздуха, состоящего из 79 объемных долей N_2 и 21 объемной доли O_2 , беря по таблицам нужные значения теплоемкостей для N_2 и O_2 .

Решение. $c_p = 0,79 \cdot 0,3008 + 0,21 \cdot 0,3116 = 0,311 \text{ ккал}/\text{нм}^3 \text{ град}$.

Задача 6-5. Дымовые газы имеют следующий состав в объемных процентах.

$$\text{CO}_2 = 12\%, \quad \text{O}_2 = 7\%, \quad \text{CO} = 2\%, \quad \text{N}_2 = 79\%.$$

Определить количество тепла, которое отдает 1 нм^3 этих газов при охлаждении от 1200 до 300°C .

Решение. $q = (0,12 \cdot 0,5433 + 0,07 \cdot 0,3584 + 0,02 \cdot 0,3431 + 0,79 \cdot 0,338) \times 1200 - (0,12 \cdot 0,4469 + 0,07 \cdot 0,324 + 0,02 \cdot 0,3146 + 0,79 \cdot 0,3122) 300 = 439,8 \text{ ккал}/\text{нм}^3$.

Задача 6-6. Определить, какое количество тепла требуется для нагревания 1 кг азота от 150 до 350° С при $p = \text{const}$. Решить задачу, используя выражение для истинной теплоемкости и второй раз—выражение для средней теплоемкости, считая, что истинная теплоемкость двухатомных газов определяется из уравнения $\mu c_p = 6,98 + 0,000532 t \text{ ккал/моль град}$.

Решение. Из выражения для истинной теплоемкости находим ($\mu = 28$):

$$c_p = \frac{6,98 + 0,000532 t}{28} = 0,249 + 0,000019 t;$$

$$q = \int_{150}^{350} (0,249 + 0,000019 t) dt = 0,249 (350 - 150) + \\ + \frac{0,000019}{2} (350^2 - 150^2) = 49,8 + 0,95 = 50,75 \text{ ккал/кг.}$$

Соответственно полученному выражению для истинной теплоемкости по средней теплоемкости имеем:

$$c_{pm} = 0,249 + 0,000095 (t_1 + t_2) = 0,249 + 0,000095 \cdot 500 = \\ = 0,249 + 0,0475 = 0,25375 \text{ ккал/кг град},$$

и отсюда

$$q = c_{pm} (t_2 - t_1) = 0,25375 \cdot 200 = 50,75 \text{ ккал/кг.}$$

Количество тепла, подсчитанное по средней и истинной теплоемкостям, одно и то же.

Задача 6-7. Определить количество тепла, необходимое для нагрева 1 000 м^3 воздуха от 200 до 400° С при $p = \text{const}$.

Решение. Беря значения теплоемкости по таблицам средних объемных изобарных теплоемкостей, находим:

$$q_{200} = 0,3123 \cdot 200 = 62,6 \text{ ккал/м}^3;$$

$$q_{400} = 0,3175 \cdot 400 = 127,2 \text{ ккал/м}^3.$$

При количестве воздуха 1 000 м^3 расход тепла будет:

$$Q = (127,2 - 62,6) 1000 = 64\,600 \text{ ккал.}$$

Задача 6-8. Определить количество тепла, необходимое для нагревания воздуха в воздухоподогревателе при постоянном давлении от 15 до 250° С, если через воздухоподогреватель проходит каждый час 1 500 000 м^3 воздуха, используемого для сжигания 150 000 кг угля теплотворностью 6 000 ккал/кг . Определить в процентах от теплотворности угля ту экономию топлива, которую приносит такой подогрев воздуха за счет тепла уходящих дымовых газов. Мольная теплоемкость воздуха может быть определена из уравнения

$$\mu c_p = 6,98 + 0,000532 t \text{ ккал/моль град.}$$

Решение. Объемная теплоемкость воздуха при нормальных условиях

$$C_p = \frac{6,98 + 0,000532 t}{22,4} = 0,311 + 0,0000237 t \text{ ккал/м}^3 \text{ град},$$

откуда средняя объемная теплоемкость будет определяться из выражения

$$C_{pm} = 0,311 + 0,00001185 (t_1 + t_2) = 0,311 + 0,00001185 \cdot 265 = \\ = 0,311 + 0,0031 = 0,314 \text{ ккал/м}^3 \text{ град.}$$

Количество тепла, получаемое воздухом в воздухоподогревателе, будет равно:

$$Q_{возд} = 0,314(250 - 15) 1500000 = 110685000 \text{ ккал/час.}$$

Количество тепла, выделившегося при сгорании топлива:

$$Q_{топ} = 6000 \cdot 150000 = 900000000 \text{ ккал/час.}$$

Поэтому экономия топлива за счет подогрева воздуха в воздухоподогревателе в процентах будет:

$$\frac{110685000}{900000000} = 12,29\%.$$

Задача 6-9. Определить давление и температуру смеси, полученной в результате смешения в неизменном объеме 3 м³ воздуха при давлении 6 атм и температуре 17°C и 5 м³ воздуха при давлении 4 атм и температуре 47°C.

Решение. Давление смеси может быть определено по уравнению (6-26):

$$p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{V_1 + V_2} = \frac{6.3 + 5.4}{3 + 5} = \frac{38}{8} = 4,75 \text{ атм.}$$

Температура смеси по выражению (6-25) будет равна:

$$T = \frac{\frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{p_1 V_1} \cdot T_1 + \frac{p_2 V_2}{p_2 V_2} \cdot T_2}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2}} = \frac{6.3 + 4.5}{\frac{6.3}{290} + \frac{4.5}{320}} = \frac{18 + 20}{0,062 + 0,062} = \\ = \frac{18 + 20}{0,124} = 306,4^\circ \text{ К, или } 33,4^\circ \text{ С.}$$

Задача 6-10. Определить удельный расход охлаждающей воды на охлаждение 1000 м³/час азота. Охлаждение азота производится при постоянном давлении от 100 до 30°C. Охлаждающая вода, поступая в установку при 10°C, уходит из нее при 80°C. Теплоемкость воды от 10 до 80°C принять равной единице. Теплоемкость газа рассчитывать по уравнению

$$\mu c_p = 6,98 + 0,000532 t \text{ ккал/моль град.}$$

Задача 6-11. Определить к. п. д. сушилки, т. е. отношение полезно затрачиваемого тепла к общему расходу тепла, если в ней ежечасно испаряется 70 кг влаги, причем на испарение 1 кг воды полезно затрачивается 590 ккал тепла, и если носителем тепла в сушилке является воздух, предварительно нагретый в калорифере от 20 до 120°C при $p = \text{const}$. Часовой расход воздуха составляет 2500 м³. Истинная теплоемкость воздуха может быть определена из уравнения

$$\mu c_p = 6,98 + 0,000532 t \text{ ккал/моль град.}$$

Задача 6-12. Определить потерю тепла с влажным воздухом, удаляемым из сушилки, если известно, что за рабочий день удаляется 22000 м³ абсолютно сухого воздуха и 450 кг водяных паров. Температура отработавшего воздуха 100°C, поступающего в нагревательные приборы сушилки, 20°C. При расчете принять количество тепла, затраченного на образование водяного пара, 620 ккал/кг. Нагревание воздуха происходит при $p = \text{const}$.

Определить общий расход тепла в сушилке, если потеря с уходящим влажным воздухом составляет 20% от всего расхода тепла,

Задача 6-13. В стальном резервуаре для лабораторных целей нагревается электрическим током азот от 20 до 200° С. В течение часа было затрачено 5 гектоваттчасов. Определить вес азота в резервуаре, если вес резервуара 10 кг. Резервуар хорошо изолирован от потерь в окружающую среду. При расчете принять, что 1 гектоваттчас соответствует 86 ккал тепла. Среднюю удельную теплоемкость стали от 20 до 200° С можно принять равной $c = 0,1181 \text{ ккал}/\text{кг} \cdot \text{град}$.

Истинная мольная изохорная теплоемкость азота может быть определена из уравнения

$$\mu c_v = 4995 + 0,000532 t \text{ ккал/моль град.}$$

Задача 6-14. В одном баллоне находится 60 л воздуха при $p = 1,5 \text{ ата}$ и $t = 30^\circ \text{С}$, в другом — 20 л при $p = 6 \text{ ата}$ и $t = 140^\circ \text{С}$. Какое давление и какая температура установятся, если соединить оба баллона при отсутствии теплообмена с внешней средой.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

7-1. ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС

Важной задачей технической термодинамики является изучение термодинамических процессов, по которым ведется работа в элементах тепловых установок и из которых слагаются циклы теплосиловых и холодильных установок.

Особенно большое значение для термодинамики имеет изучение частных термодинамических процессов: изохорного, изобарного, изотермического, адиабатного и политропного.

Рассмотрим сначала изохорный процесс.

Изохорным процессом называется процесс при постоянном объеме:

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

На фиг. 7-1 в vp -диаграмме изохорный процесс изображается вертикальной прямой 1-2.

Как следует из закона Гей-Люссака или из уравнения состояния газа, изохорный процесс в идеальном газе удовлетворяет уравнению

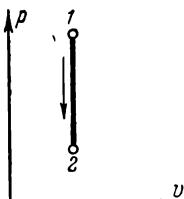
$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

или

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

т. е. для изохорного процесса имеет место прямая пропорциональность давлений и абсолютных температур.

Поскольку работа определяется величиной изменения объема, то в изохорном процессе работа расширения равна нулю ввиду отсутствия изменения объема ($dv = 0$).



Из уравнения тепла (первого закона термодинамики):

при $l = 0$

$$q = u_2 - u_1 + Al \quad q = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1). \quad (7-1)$$

Из уравнения (7-1) видно, что в изохорном процессе подведенное тепло идет только на изменение внутренней энергии газа. Здесь теплоемкость принята постоянной.

7-2 ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Изобарным процессом называется процесс при постоянном давлении:

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

На фиг. 7-2 изобара расширения изображается прямой горизонтальной линией 1—2.

Изобарный процесс идеального газа описывается уравнением закона Гей-Люссака:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

откуда (или из уравнения состояния)

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

Работа расширения в этом процессе, определенная на фиг. 7-2 площадью 1—2—3—4 под линией 1—2 процесса, может быть вычислена из следующего выражения:

$$l = p(v_2 - v_1) \text{ кгм/кг.} \quad (7-2)$$

С другой стороны, так как

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

уравнение (7-2) примет вид

$$l = R(T_2 - T_1). \quad (7-3)$$

Подведенная теплота в изобарном процессе в дифференциальной форме равна:

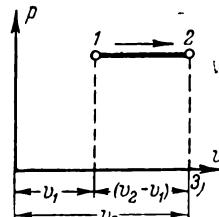
$$dq = dq_p = c_p dT = di, \quad (7-4)$$

т. е. подведенная теплота в изобарном процессе равна приращению энталпии.

В конечном процессе 1—2 подведенная теплота равна:

$$q = i_2 - i_1 = c_{pm}(T_2 - T_1) \text{ ккал/кг,} \quad (7-5)$$

где c_{pm} — средняя весовая изобарная теплоемкость в интервале температур от T_1 до T_2 , ккал/кг град.



Фиг. 7-2. График изобарного процесса в p - v -диаграмме.

Из уравнения первого закона

$$q = u_2 - u_1 + Al = u_2 - u_1 + A(p(v_2 - v_1)) \quad (7-6)$$

видно, что часть тепла идет на изменение внутренней энергии

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

остальная часть тепла — на работу расширения;

$$Al = AR(T_2 - T_1).$$

7-3. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Процесс, протекающий при постоянной температуре $T = \text{const}$, называется изотермическим процессом. По закону Бойля-Мариотта (или по уравнению состояния) уравнение для изотермического процесса имеет вид:

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

или

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

Уравнение изотермы является уравнением равнобокой гиперболы.

В vp -диаграмме изотерма расширения имеет вид, изображенный кривой 1-2 на фиг. 7-3.

Для идеального газа $du = c_v dT$, поэтому в изотермическом процессе $du = 0$, т. е. $u = \text{const}$.

Из основного уравнения первого закона термодинамики

$$q = u_2 - u_1 + Al$$

следует, что при $u_2 - u_1 = 0$

$$q = Al, \quad (7-7)$$

Фиг. 7-3. График изотермического процесса в vp -диаграмме.

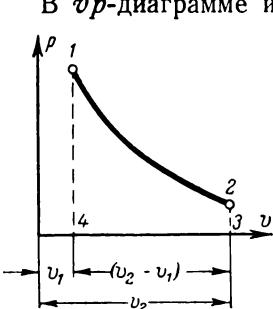
т. е. подводимое тепло в изотермическом расширении идеального газа целиком идет на работу расширения газа.

Работа расширения в изотермическом процессе (в vp -диаграмме площадь 1—2—3—4 под изотермой 1—2) находится следующим образом:

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

с другой стороны, при $T = \text{const}$

$$pv = p_1 v_1 = \text{const}; \quad p = \frac{p_1 v_1}{v},$$



отсюда

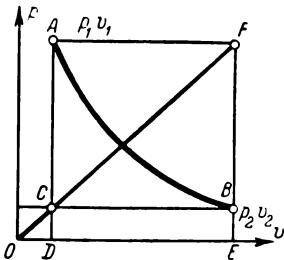
$$l = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1 \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (7-8)$$

Переходя к десятичным логарифмам, имеем:

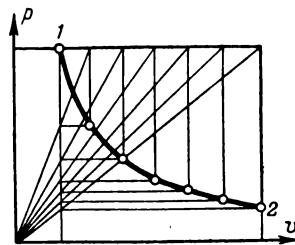
$$l = 2,303 RT \lg \frac{v_2}{v_1}. \quad (7-9)$$

Так как в изотермическом процессе

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



Фиг. 7-4. Способ построения гиперболы.



Фиг. 7-5. Построение гиперболы расширения.

то, следовательно, для работы l можно получить также следующие выражения:

$$l = 2,303 RT \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2} \text{ кгм/кг.} \quad (7-10)$$

Для G кг эти уравнения примут вид:

$$\begin{aligned} L &= Gl = 2,303 GRT \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,303 p_1 V_1 \lg \frac{p_1}{p_2} = \\ &= 2,303 p_1 V_1 \lg \frac{V_2}{V_1} \text{ кгм.} \end{aligned} \quad (7-11)$$

В изотермическом процессе $q = Al$, поэтому

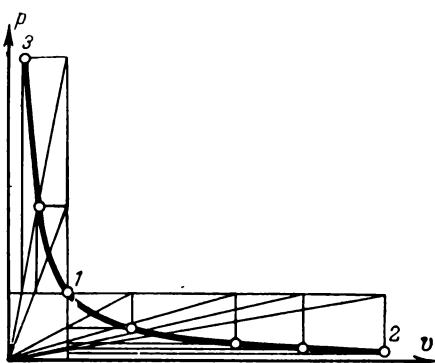
$$q = 2,303 ART \lg \frac{v_2}{v_1} \text{ ккал/кг,} \quad (7-12)$$

или

$$q = 2,303 Ap_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \quad (7-13)$$

и т. д.

В соответствии с уравнением изотермического процесса в vp -диаграмме можно довольно просто провести построение гиперболы (фиг. 7-4).



Фиг. 7-6. Построение гиперболы расширения 1-2 и сжатия 1-3.

или

$$p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

Находя подобным построением несколько точек и соединяя их плавной кривой, получим графическое изображение изотермического процесса. Построение изотерм для газа (гипербол) в p - v -диаграмме приведено на фиг. 7-5 и 7-6.

7-4. АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Адиабатный процесс характеризуется тем, что в этом процессе тепло к рабочему телу не подводится и не отводится.

Выведем уравнение адиабаты. Из уравнения первого закона $dq = du + Ap dv$ при $dq = 0$ (для адиабатного процесса) получаем:

$$du + Ap dv = 0. \quad (7-14)$$

Но для идеальных газов

$$du = c_v dT,$$

поэтому

$$c_v dT + Ap dv = 0. \quad (7-15)$$

Дифференцируя уравнение состояния идеального газа $pv = RT$, получаем:

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

откуда

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

Подставляя это последнее выражение в уравнение (7-15) вместо dT , получим:

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

Из фиг. 7-4 следует, что треугольник OCD подобен треугольнику OFE .

Из подобия треугольника получим:

$$\frac{OD}{OE} = \frac{CD}{EF},$$

но

$$OD = v_1; \quad CD = p_1;$$

$$OE = v_2; \quad EF = p_2.$$

После подстановки получим:

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

или

$$(c_v + AR) p dv + c_v v dp = 0. \quad (7-16)$$

Как известно, $c_p - c_v = AR$, откуда

$$c_p = c_v + AR.$$

Отсюда уравнение (7-16) получает вид:

$$c_p p dv + c_v v dp = 0. \quad (7-17)$$

Разделив обе части уравнения (7-17) на $p v c_v$, имеем:

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

или иначе

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (7-18)$$

Уравнение (7-18) представляет собой дифференциальное уравнение адиабаты, выраженное через p и v . Отсюда интегрированием при $k = \text{const}$ может быть получено основное уравнение адиабаты в конечной форме:

$$p v^k = \text{const}. \quad (7-19)$$

Величина $k = \frac{c_p}{c_v}$ называется показателем адиабаты.

В соответствии с уравнением адиабаты (7-19) кривая адиабатного процесса в $p v$ -диаграмме представлена на фиг. 7-7. Она похожа на гиперболу, смещенную относительно осей v и p .

Фиг. 7-7. График адиабатного процесса в $p v$ -диаграмме.

Уравнение адиабаты, выраженное через T и v , получим следующим образом. Возьмем уравнение

адиабаты (7-19):

$$p v^k = a$$

и уравнение состояния

$$p v = R T.$$

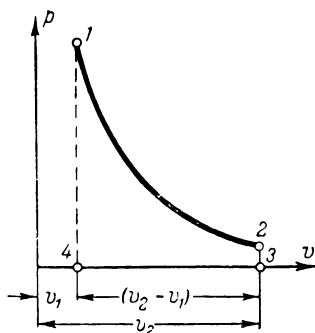
Деля первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{p v^k}{p v} = \frac{a}{R T},$$

или окончательно:

$$T v^{k-1} = \text{const}. \quad (7-20)$$

Уравнение (7-20) представляет собой уравнение адиабаты, выраженное через абсолютную температуру T и удельный объем v .



Выведем уравнение адиабаты, выраженное через абсолютную температуру T и давление p . Берем основное уравнение адиабаты (7-19):

$$pv^k = \text{const} = a.$$

Извлекаем корень k -й степени:

$$p^{\frac{1}{k}} v = \text{const} = a'.$$

Разделив уравнение состояния $pv = RT$ на уравнение $p^{\frac{1}{k}} v = a'$, получим:

$$\frac{pv}{p^{\frac{1}{k}} v} = \frac{RT}{a}$$

и отсюда

$$\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = \text{const}. \quad (7-21)$$

Уравнение (7-21) есть третье уравнение адиабаты, выраженное через абсолютную температуру и давление.

Уравнения адиабаты (7-19), (7-20) и (7-21), применяемые к точкам 1 (p_1, v_1, T_1) и 2 (p_2, v_2, T_2) (фиг. 7-7), дадут следующие соотношения между параметрами:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k; \quad (7-22)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}; \quad (7-23)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (7-24)$$

Выведем уравнение работы в адиабатном процессе. При переходе тела (фиг. 7-7) из первого состояния во второе состояние меняются постепенно все три параметра: p , v и T .

Площадь под кривой 1-2 и осью абсцисс v выражает работу расширения.

Работа в адиабатном процессе может быть определена аналитически следующим образом.

Уравнение первого закона для адиабатного процесса имеет вид:

$$dq = du + A dl = 0,$$

отсюда

$$A dl = -du. \quad (7-25)$$

В конечном адиабатном процессе

$$Al = u_1 - u_2. \quad (7-26)$$

Так как для идеального газа $u = c_v T$, то, следовательно,

$$l = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2). \quad (7-27)$$

Но из уравнений

$$c_p - c_v = AR \text{ и } \frac{c_p}{c_v} = k$$

имеем:

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

поэтому

$$\frac{c_v}{A} = \frac{R}{k-1}. \quad (7-28)$$

В соответствии с уравнениями (7-27) и (7-28) получаем:

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) \text{ кгм/кг.} \quad (7-29)$$

Если в адиабатном процессе участвует не 1 кг, а G кг газа, то уравнение работы примет вид

$$L = \frac{GR}{k-1} (T_1 - T_2) \text{ кгм.} \quad (7-30)$$

Из уравнений состояния $p_1 v_1 = RT_1$ и $p_2 v_2 = RT_2$ и уравнения работы (7-29) можно получить другой вид уравнения работы в адиабатном процессе:

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \text{ кгм/кг.} \quad (7-31)$$

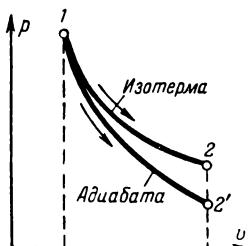
Это же уравнение (7-31) с заменой l через $lG = L$, v_1 через $v_1 G = V_1$ и v_2 через $v_2 G = V_2$ даст для G кг газа полную работу L кгм:

$$L = \frac{1}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) \text{ кгм.} \quad (7-32)$$

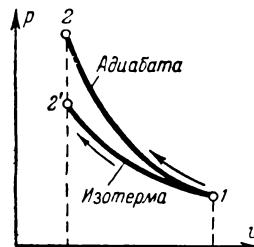
На фиг. 7-7 работа адиабатного процесса представлена площадью фиг. 1-2-3-4, ограниченной сверху адиабатой 1—2, снизу осью абсцисс, а с боков перпендикулярами, опущенными из конечной и начальной точек адиабаты на ось v . Уравнения (7-29), (7-31) и др. дают возможность вычислить эту работу, не производя сложного измерения площади фигуры 1-2-3-4 (без планиметрирования).

Взаимное положение изотерм и адиабат при расширении и при сжатии в диаграмме vr дано на фиг. 7-8 и 7-9.

Если через одну общую точку 1 проходят процессы изотермического и адиабатного расширений газа (фиг. 7-8), то изотерма идет выше (выше) адиабаты, так как при изотермическом расширении температура не меняется (внутренняя энергия постоянна). При адиабатном расширении внутренняя энергия уменьшается по причине совершения работы расширения за счет



Фиг. 7-8. Изотерма и адиабата при расширении газа.



Фиг. 7-9. Изотерма и адиабата при сжатии газа.

уменьшения внутренней энергии (без подвода тепла), что связано с понижением температуры.

При сжатии газа (фиг. 7-9) из начальной общей точки 1 по адиабате и изотерме последняя пойдет ниже (ниже) адиабаты, так как при сжатии по изотерме внутренняя энергия и температура будут оставаться постоянными, при сжатии же по адиабате температура газа будет увеличиваться, увеличивая и внутреннюю энергию газа.

Общее правило может быть выражено так: адиабата всегда проходит круче изотермы.

Построение адиабаты в диаграмме vp может быть произведено по точкам (см. фиг. 7-13) по уравнению $pv^k = \text{const}$, которое представляет собой уравнение неравносторонней гиперболы.

7-5. ПОЛИТРОПНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Слово „политропный“ значит многообразный, что говорит о большом разнообразии кривых, которые охватываются уравнением политропных процессов. Представленная на фиг. 7-10 кривая является частным случаем политропы. Общее уравнение политропных процессов имеет вид

$$pv^n = \text{const}, \quad (7-33)$$

где показатель n может быть равен любой (постоянной) величине от $+\infty$ до $-\infty$. Кривая, подчиняющаяся этому уравнению, называется неравносторонней гиперболой (подобно адиабате).

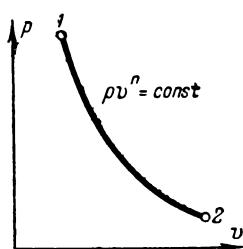
Уравнение (7-33) содержит переменные параметры p и v . Кроме этого уравнения могут быть получены уравнения политропы для переменных T и v , а также T и p . Проще всего это сделать по аналогии с адиабатным процессом.

Тогда можно получить:

$$Tv^{n-1} = \text{const}; \quad (7-34)$$

$$\frac{T}{p^{\frac{n-1}{n}}} = \text{const}. \quad (7-35)$$

Уравнения политропы, применяемые к точкам 1 (p_1, v_1, T_1) и 2 (p_2, v_2, T_2) (фиг. 7-10), дадут следующие соотношения параметров (аналогично адиабатному процессу):



Фиг. 7-10. График политропного процесса в pv -диаграмме.

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n; \quad (7-36)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{n-1}; \quad (7-37)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (7-38)$$

Исследуем уравнение $pv^n = \text{const}$ политропного процесса.

Возьмем уравнение (7-33) политропного процесса

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

и дадим показателю политропы n различные значения от 0 до ∞ .

При $n=0$ получаем:

$$pv^0 = \text{const}; \quad v^0 = 1; \quad p = \text{const},$$

т. е. при $n=0$ получаем изобарный процесс.

При $n=1$ находим:

$$pv^1 = pv = \text{const},$$

т. е. при $n=1$ получаем изотермический процесс.

При $n=k$ имеем:

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

т. е. имеем адиабатный процесс.

При $n=\infty$ из уравнения $pv^n = \text{const}$. извлекая корень

степени n , находим последовательно:

$$p^{\frac{1}{n}} v = \text{const}; \quad p^{\frac{1}{\infty}} v = \text{const};$$

$$p^{\frac{1}{\infty}} = p^0 = 1; \quad v = \text{const},$$

т. е. процесс изохорный.

Таким образом, все рассмотренные выше частные процессы: изобарный, изотермический, адиабатный и изохорный являются частными случаями политропного процесса при соответствующих значениях $n=0$, $n=1$, $n=k$ и $n=\infty$.

Рассмотрение свойств касательной к политропе позволяет установить связь между формой кривой и показателем политропы. К кривой AK (политропе) в точке A (фиг. 7-11) проводим касательную AE . Точка A имеет координаты $AF=p$ и $OF=v$.

Обозначим длину подкасательной $FE=s$.

В бесконечно малом треугольнике ABC имеем $AC=-dp$ и $CB=dv$. Треугольники ABC и AEF подобны, поэтому

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{AF}{FE} = \frac{AC}{CB}.$$

или

$$\frac{p}{s} = \frac{-dp}{dv},$$

откуда

$$p dv = -s dp. \quad (7-39)$$

Фиг. 7-11. График для обоснования свойств касательной к политропе.

С другой стороны, дифференцируя уравнение политропы $p v^n = \text{const}$, получаем:

$$v^n dp + n v^{n-1} p dv = 0.$$

Деля это уравнение на v^{n-1} , находим:

$$\frac{v^n dp}{v^{n-1}} + \frac{n v^{n-1} p dv}{v^{n-1}} = 0,$$

или

$$v dp + n p dv = 0,$$

откуда

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{n p}{v},$$

или

$$p dv = -\frac{v dp}{n}. \quad (7-40)$$

Приравнивая правые части уравнений (7-39) и (7-40), получим:

$$\frac{v \, dp}{n} = sdp,$$

или

$$n = \frac{v}{s}. \quad (7-41)$$

Уравнение (7-41) дает простой способ нахождения показателя политропы n с помощью проведения касательной. Если показатель политропы n оказывается постоянным для любой точки кривой, то это служит доказательством того, что кривая действительно политропа.

Средний показатель политропы n кривой 1-2, проходящей через точки 1 и 2, может быть найден при помощи логарифмирования уравнения политропы (7-36):

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

откуда

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}}. \quad (7-42)$$

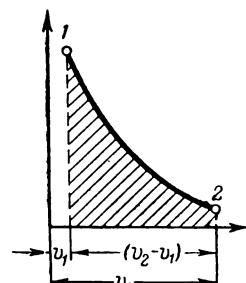
Определим работу расширения в политропном процессе.

Для адиабатного процесса были выведены уравнения работы (7-29), (7-31), которые имели следующий вид:

$$l = \frac{R(T_1 - T_2)}{k-1}; \quad l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Подобный же вид имеют уравнения работы для политропных процессов. Для конечного процесса 1-2 (фиг. 7-12) уравнение работы может быть получено следующим путем:

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



Фиг. 7-12. График работы расширения в политропном процессе.

По уравнению политропы $p v^n = \text{const} = a$ можно заменить под знаком интеграла давление p через $\frac{a}{v^n}$, поэтому

$$l = \int_{v_1}^{v_2} \frac{a}{v^n} \, dv = a \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n} = a \int_{v_1}^{v_2} v^{-n} \, dv.$$

Произведя интегрирование, получаем:

$$l = \frac{av_1^{-n+1} - av_2^{-n+1}}{n-1}. \quad (7-43)$$

С другой стороны, из уравнения политропы следует, что

$$\left. \begin{array}{l} a = p_1 v_1^k, \\ a = p_2 v_2^k. \end{array} \right\} \quad (7-44)$$

Преобразовывая уравнения (7-43) и (7-44), окончательно получим выражение для работы 1 кг газа в политропном процессе:

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1} \text{ кгм/кг.} \quad (7-45)$$

Имея в виду, что по уравнению состояния

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

уравнение (7-45) можно переписать следующим образом:

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) \text{ кгм/кг.} \quad (7-46)$$

Для G кг газа работа в политропном процессе будет $L = Gl$. Поэтому в этом случае согласно уравнениям (7-45) и (7-46) получим:

$$L = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n-1} \text{ кгм;} \quad (7-47)$$

$$L = \frac{GR}{n-1} (T_1 - T_2) \text{ кгм.} \quad (7-48)$$

Уравнение работы в политропном процессе для 1 кг газа может быть представлено также в следующих вариантах, имеющих большее практическое значение.

Из уравнения (7-46) можно получить:

$$l = \frac{R_1 T_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (7-49)$$

Однако, как известно из уравнений (7-37) и (7-38),

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \text{ и } \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n-1}}.$$

Заменяя отношение $\frac{T_2}{T_1}$ в уравнении (7-49) согласно уравнениям (7-37) и (7-38), можно получить следующие два важных вида уравнений работы политропного процесса:

$$l = \frac{RT}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] \text{ кгм/кг} \quad (7-50)$$

и

$$l = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^n \right] \text{ кгм/кг.} \quad (7-51)$$

7-6. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПОЛИТРОПНОГО ПРОЦЕССА, ПОСТРОЕНИЕ ПОЛИТРОПНЫХ КРИВЫХ

Теплоемкость политропного процесса (обобщенную теплоемкость) обозначим через *с* *кал/кг град.*

Количество подведенного тепла, определяемое через теплоемкость и изменение температуры данного процесса, может быть найдено из выражения

$$q = c(t_2 - t_1) \text{ ккал/кг}, \quad (7-52)$$

где *c* предполагается постоянной.

Приращение внутренней энергии газа определяется по известному уравнению (5-15):

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v(t_2 - t_1).$$

Работа расширения в политропном процессе может быть выражена уравнением (7-46):

$$l = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{R}{n-1}(t_1 - t_2).$$

Уравнение первого закона термодинамики (5-2) для политропного процесса в соответствии с уравнениями (7-52), (5-15) и (7-46) будет иметь вид

$$c(t_2 - t_1) = c_v(t_2 - t_1) + \frac{AR}{n-1}(t_1 - t_2).$$

По сокращении на $t_1 - t_2$ получим:

$$c = c_v - \frac{AR}{n-1} = c_v \left[1 - \frac{AR}{c_v(n-1)} \right]. \quad (7-53)$$

Но так как $c_p - c_v = AR$ и $k = \frac{c_p}{c_v}$, то, следовательно,

$$AR = c_p - c_v = kc_v - c_v = c_v(k-1). \quad (7-54)$$

Подставляя уравнение (7-54) в уравнение (7-53), находим теплоемкость политропного процесса:

$$c = c_v \left(1 - \frac{k-1}{n-1} \right) = c_v \frac{n-k}{n-1} \text{ ккал/кг град.} \quad (7-55)$$

При допущении постоянства *c_v* и *k* теплоемкость *c* политропного процесса не зависит от температуры.

Из уравнений (7-52) и (7-55) следует, что количество подведенного тепла в политропном процессе равно:

$$q = c(t_2 - t_1) = c_v \frac{n-k}{n-1}(t_2 - t_1) \text{ ккал/кг.} \quad (7-56)$$

Если в политропном процессе участвует не 1 кг, а G кг газа, то тогда уравнение тепла будет иметь такой вид:

$$Q = c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) G \text{ ккал.} \quad (7-57)$$

Часть общего количества тепла q идет на изменение внутренней энергии газа, а другая часть на внешнюю работу. Если c_v и k постоянны, то соотношение этих частей для каждого данного политропного процесса остается неизменным.

Выше было указано, что все основные процессы являются частными случаями политропного процесса. Определим теплоемкости частных процессов из уравнения (7-55) для теплоемкости политропного процесса.

Даем показателю n различные значения от 0 до ∞ . Для изобарного процесса при $n=0$

$$c=c_v \frac{n-k}{n-1}=c_v \frac{0-k}{0-1}=kc_v,$$

т. е. $c=c_p$.

Для изотермического процесса при $n=1$

$$c=c_v \frac{n-k}{n-1}=c_v \frac{1-k}{1-1}=\infty,$$

т. е. $c=\infty$, таким образом, какое бы количество тепла мы ни подводили в изотермическом процессе, изменение температуры вещества не будет иметь места.

Для адиабатного процесса при $n=k$

$$c=c_v \frac{n-k}{n-1}=c_v \frac{k-k}{k-1}=c_v \frac{0}{k-1}=0.$$

В адиабатном процессе $c=0$, поскольку отсутствует подвод или отвод тепла.

В изохорном процессе при $n=\infty$

$$c=c_v \frac{n-k}{n-1}=c_v \frac{\frac{n}{n}-\frac{k}{n}}{\frac{n}{n}-1}=c_v \frac{1-0}{1-0}=c_v,$$

т. е. $c=c_v$.

Построение политропы. Построение политропы произведем методом, основанным на вычислении координат промежуточных точек, расположенных на политропе, по двум заданным точкам: начальной точке 1 (p_1, v_1) и конечной точке 2 (p_2, v_2). Искомые три промежуточные точки обозначим буквами x, y, z (фиг. 7-13).

Сначала вычисляются координаты точки x по формулам $p_x = \sqrt[p_1 p_2]{p_1 p_2}$ и $v_x = \sqrt[v_1 v_2]{v_1 v_2}$.

Далее вычисляются аналогично координаты точки y , лежащей между точками 1 и x :

$$p_y = \sqrt{p_1 p_x} \text{ и } v_y = \sqrt{v_1 v_x}$$

Наконец, вычисляются координаты точки z , лежащей между x и 2 :

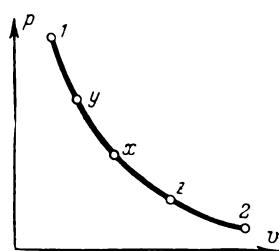
$$p_z = \sqrt{p_x p_2} \text{ и } v_z = \sqrt{v_x v_2}$$

По заданным известным точкам 1 и 2 и найденным точкам (y , x , z) можно построить плавную кривую — политропу.

Докажем, что точка x принадлежит политропе $1—2$. Из выражений для p_x и v_x найдем, что

$$p_x v_x^n = \sqrt{p_1 p_2} (\sqrt{v_1 v_2})^n = \sqrt{p_1 v_1^n} \sqrt{p_2 v_2^n} = p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Следовательно, точка x (p_x , v_x) принадлежит искомой политропе.



Фиг. 7-13. График построения политропы по вычисленным точкам.

7-7. ЗАВИСИМОСТЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИТРОПНЫХ ПРОЦЕССОВ ОТ ВИДА КРИВЫХ ЭТИХ ПРОЦЕССОВ В pv -ДИАГРАММЕ

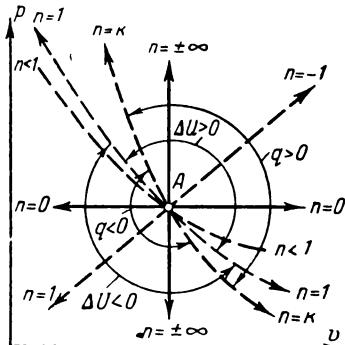
Уравнение политропного процесса $pv^n = \text{const}$ является, как мы видели выше, обобщением уравнений ранее рассмотренных основных частных процессов. В зависимости от выбора величины показателя n политропные кривые могут иметь всевозможные направления (фиг. 7-14). В связи с изменением формы политропы происходит закономерное изменение всех термодинамических свойств политропных процессов.

Так, например, в политропных процессах, характеризуемых значениями показателя n , лежащими между 1 и k , температура изменяется (в процессе сжатия температура растет, в процессе расширения убывает), но менее интенсивно, чем в адиабатном процессе.

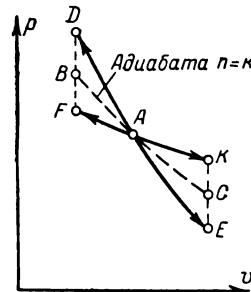
Исследуем вопрос о знаке участвующего в процессе тепла dq в зависимости от формы кривой политропного процесса в pv -диаграмме. На фиг. 7-15 через точку A проведена адиабата BC и две политропные кривые DF (идущая круче адиабаты) и FK (идущая пологе адиабаты). Каждый политропный процесс можно разложить на два: адиабатный и, например, изохорный. Так как в адиабатном процессе тепло не подводится и не отводится, то, следовательно, знак dq в политропном процессе обусловливается лишь знаком тепла в соответствующем изохорном процессе. Если в изохорном процессе давление увеличи-

вается: $\Delta n > 0$, то в нем тепло подводится, а значит, и в соответствующем политропном процессе $dq > 0$; если в изохорном процессе давление падает: $dp < 0$, то в нем тепло отводится и в политропном процессе $dq < 0$.

Так, например, для решения вопроса о знаке тепла в процессе политропного сжатия AD раскладываем этот процесс на



Фиг. 7-14. Политропы с различными показателями в p - v -диаграмме.



Фиг. 7-15. График для нахождения зависимости знака тепла от формы кривой процесса в p - v -диаграмме.

адиабатный AB и изохорный BD , в котором $dp > 0$, следовательно, в этом изохорном и тем самым в политропном процессе AD тепло подводится.

Путем подобных рассуждений мы можем притти к следующим результатам.

Сжатие при $n > k$; $dp > 0$; $dq > 0$
(подвод тепла).

Расширение при $n > k$; $dp < 0$; $dq < 0$
(отвод тепла).

Сжатие при $n < k$, $dp < 0$; $dq < 0$
(отвод тепла).

Расширение при $n < k$, $dp > 0$, $dq > 0$
(подвод тепла).

Таким образом замечаем, что на фиг. 7-14 все процессы, проходящие через точку A правее и выше адиабаты $n = k$, сопровождаются подводом тепла, а процессы, проходящие левее и ниже этой адиабаты, сопровождаются отводом тепла.

С другой стороны, рассматривая особенности изотермических процессов, у которых изменение внутренней энергии идеального газа равно нулю ($\Delta u = 0$), легко заметить, что у всех политропных процессов, проходящих через точку A правее и выше изотермы $n = 1$, имеет место увеличение внутренней энергии:

$\Delta u > 0$, тогда как в процессах, проходящих через точку A левее и ниже изотермы, внутренняя энергия уменьшается: $\Delta u < 0$.

Задача 7-1. 1 кг воздуха нагревается при постоянном объеме, равном 0,7735 м³, от 30 до 1000°C. Определить давление воздуха в начале и в конце нагревания, вычислить изменение внутренней энергии, а также количество тепла, которое необходимо сообщить воздуху в рассматриваемом процессе. Теплоемкость c_v принять постоянной и равной 0,1716 ккал/кг град.

Решение. Начальное давление p_1 определим из уравнения состояния

$$p_1 = \frac{RT_1}{v_1} = \frac{29,27 \cdot 303}{0,7735} = 11\,467 \text{ кг/м}^2 = 1,1467 \text{ кг/с.м}^2.$$

Конечное давление p_2 из уравнения закона Гей-Люссака для изохорного процесса

$$p_2 = p_1 \frac{T_2}{T_1} = 11\,467 \cdot \frac{1\,273}{303} = 48\,179 \text{ кг/м}^2 = 4,8179 \text{ кг/с.м}^2.$$

Изменение внутренней энергии в изохорном процессе

$$u_2 - u_1 = q_{1-2} = 166,45 \text{ ккал/кг.}$$

Количество подведенного тепла

$$q_{1-2} = c_v (t_2 - t_1) = 0,1716 (1\,000 - 30) = 166,45 \text{ ккал/кг.}$$

Задача 7-2. 1 кг воздуха нагревается при постоянном давлении, равном 760 мм рт. ст., от 30 до 1000°C. Определить удельный вес и удельный объем воздуха в начале и в конце нагревания, вычислить изменение внутренней энергии, количество подведенного тепла и работу, считая $c_p = 29,27$ ккал/кг град и $c_v = c_p - AR = 0,24 - \frac{29,27}{427} = 0,1716$ ккал/кг.

Решение. Из уравнения состояния

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,27 \cdot 303}{10\,332} = 0,8575 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Конечный объем v_2 по уравнению закона Гей-Люссака для изобарного процесса

$$v_2 = v_1 \frac{T_2}{T_1} = \frac{0,8575 \cdot 1\,273}{303} = 3,6 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Удельные веса:

$$\gamma_1 = \frac{1}{v_1} = \frac{1}{0,8575} = 1,165 \text{ кг/м}^3;$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{v_2} = \frac{1}{3,6} = 0,277 \text{ кг/м}^3.$$

Изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1) = 0,1716 (1\,000 - 30) = 0,1716 \cdot 970 = 166,45 \text{ ккал/кг.}$$

• Количество тепла

$$q = 0,24 (1\,000 - 30) = 0,24 \cdot 700 = 232,8 \text{ ккал/кг}$$

Работа

$$l = R(T_2 - T_1) = 29,27 \cdot 970 = 28\,391,9 \text{ кгм/кг.}$$

Проверка по уравнению первого закона термодинамики дает

$$u_2 - u_1 = q - Al = 232,8 - \frac{28\,391,9}{427} = 232,8 - 66,5 = 166,3 \text{ ккал/кг.}$$

Задача 7-3. 1 кг воздуха от начального давления 760 мм рт. ст. и температуры 0°C изотермически сжимается в 15 раз (по объему). Определить давление, удельный объем и удельный вес в конце сжатия и вычислить работу, количество отводимого тепла и изменение внутренней энергии.

Решение.

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}; \quad \frac{v_1}{v_2} = 15,$$

отсюда

$$p_2 = 1,0332 \cdot 15 = 15,499 = 15,5 \text{ кг/см}^2;$$

$$\gamma_2 = 1,293 \cdot 15 = 19,395 \text{ кг/м}^3;$$

$$v_1 = \frac{1}{1,293} = 0,7735 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$v_2 = \frac{0,7735}{15} = 0,05151 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Работа в изотермическом процессе

$$l = RT \ln \frac{v_1}{v_2} = 2,303 \cdot 27,27 \cdot 273 \lg \frac{1}{15} = -21639,7 \text{ кгм/кг}.$$

Количество тепла

$$q = \frac{l}{A} = -\frac{21639,7}{427} = -50,69 \text{ ккал/кг}$$

и изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = 0.$$

Задача 7-4. 1 кг воздуха от начального давления 760 мм рт. ст. и 0°C адиабатно сжимается в 15 раз. Определить начальные и конечные параметры воздуха, работу и изменение внутренней энергии. Показатель $k = 1,4$.

Решение.

$$\gamma_1 = \frac{p_1}{RT_1} = \frac{1,0332}{29,27 \cdot 273} = 1,293 \text{ кг/м}^3;$$

$$v_1 = \frac{1}{\gamma_1} = 0,7735 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$v_2 = \frac{v_1}{15} = \frac{0,7735}{15} = 0,05157 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Из уравнения адиабаты

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = 1,0332 \cdot 15^{1,4},$$

где

$$\lg 15^{1,4} = 1,4 \lg 15;$$

отсюда

$$15^{1,4} = 44,32;$$

$$p_2 = 10332 \cdot 44,32 = 457958 \text{ кг/м}^2.$$

По уравнению состояния

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{457958 \cdot 0,05157}{29,27} = 808^\circ \text{K} = 535^\circ \text{C}.$$

Работа

$$l = \frac{R}{k-1} (t_1 - t_2) = -39\,148,6 \text{ кгм/кг.}$$

Изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = Al = -\frac{39\,148,6}{427} = 91,7 \text{ ккал/кг.}$$

Для проверки определим изменение внутренней энергии другим путем:

$$u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1) = 0,1716 \cdot 535 = 91,7 \text{ ккал/кг,}$$

где

$$c_v = \frac{AR}{k-1} = 0,1716 \text{ ккал/кг град}$$

Задача 7-5. 1 кг воздуха от начального давления 760 мм рт. ст. и температуры 0°C политропно сжимается с показателем $n=1,33$ в 15 раз. Определить начальные и конечные параметры воздуха, изменение внутренней энергии, работу и количество отводимого тепла. Принять

$$c_v = 0,1714 \text{ ккал/кг град.}$$

Решение.

$$v_1 = \frac{1}{1,293} = 0,7735 \text{ м}^3/\text{кг}$$

$$\frac{v_1}{v_2} = 15; \quad v_2 = \frac{0,7735}{15} = 0,05157 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad \gamma_2 = \frac{1}{v_2} = \frac{1}{0,05157} = 19,39 \text{ кг/м}^3.$$

Конечное давление определится из уравнения политропы

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n;$$

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

$$p_2 = 10\,332 \cdot 15^{1,33} = 10\,333 \cdot 36,53 = 377\,464 \text{ кг/м}^2 = 37,75 \text{ кг/см}^2.$$

По уравнению состояния

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{377\,500 \cdot 0,05157}{29,27} = 665^\circ\text{K} = 392^\circ\text{C.}$$

Работа

$$l = \frac{R (t_1 - t_2)}{n-1} = -\frac{29,27 \cdot 392}{0,33} = -34\,761 \text{ кгм/кг.}$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1) = 0,1714 (392 - 0) = 67,19 \text{ ккал/кг.}$$

Расход тепла в процессе

$$q = u_2 - u_1 + Al = 67,19 - \frac{34\,761}{427} = 67,19 - 81,64 = -14,45 \text{ ккал/кг.}$$

По другому уравнению (7-56) количество тепла равно:

$$q_{1-2} = c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = -14,45 \text{ ккал/кг.}$$

Задача 7-6. Определить конечное давление газа, если нагревание его идет при постоянном объеме от 15 до 350°C, и от начального давления 2 ата.

Задача 7-7. Определить конечную температуру воздуха при его подогреве в закрытом сосуде неизменного объема, если начальная температура воздуха 20°C, начальное давление 1 ата и конечное давление 5 ата.

Задача 7-8. В закрытом сосуде неизменного объема 0,5 м³ содержится 4 кг воздуха при температуре 30°C. Воздух охлаждается до 0°C. Каковы будут удельный объем и давление после охлаждения.

Задача 7-9. В сосуде объемом 0,6 м³ содержится воздух при давлении 3 ата и 30°C. Определить количество тепла, необходимое для повышения давления воздуха до 8 ата. Объем сосуда остается постоянным.

Задача 7-10. Определить конечный объем, температуру и количество тепла, которое надо сообщить 0,8 кг воздуха при нагревании его при постоянном давлении, равном 3 ата, от начальной температуры 30°C, если работа, совершаемая этим воздухом, равна 3000 кгм, c_p принять равной 0,24 ккал/кг град.

Задача 7-11. Воздух в объеме 0,8 м³ при начальном давлении, равном 2 ата, и начальной температуре 30°C подогревается при $p=\text{const}$ до 180°C. Определить все параметры воздуха, изменение внутренней энергии, количество тепла и работу, принимая $c_p=0,24 \text{ ккал}/\text{кг град}$ и $c_v=0,17 \text{ ккал}/\text{кг град}$.

Задача 7-12. Определить изменение внутренней энергии, количество тепла и работу воздуха, если воздух с начальным объемом 0,6 м³ при $p=1,6 \text{ ата}$ и $t=27^\circ\text{C}$ подогревается при постоянном давлении до 180°C.

Задача 7-13. Сгорание топлива в двигателе происходит при $p=\text{const}$. Начальное давление сжатого газа 32 ата и температура 700°C. Какова температура в конце процесса сгорания, если объем возрастает вдвое, какое выделяется количество тепла и какова работа в процессе подвода тепла, если $c_p=0,24 \text{ ккал}/\text{кг град}$.

Задача 7-14. 10 м³ воздуха от начального давления 0,9 ата и температуры 17°C сжимаются изотермически до давления 9 ата. Определить конечный объем, работу и количество отведенной теплоты в процессе.

Задача 7-15. Определить конечное давление, конечный объем и работу, если 0,5 кг воздуха от начального давления 10 ата и $t=27^\circ\text{C}$ изотермически расширяются до пятикратного объема.

Задача 7-16. Определить конечное давление, конечный объем и работу, если 0,2 м³ воздуха при 12 ата и температуре 227°C теряют при постоянной температуре 50 ккал.

Задача 7-17. 1 м³ воздуха от начального давления 1 ата и температуры 27°C сжимается изотермически в 3, 5, 7, 9 и 11 раз. Определить отношение между соответственными объемами, работами и подлежащими отводу количествами теплоты в процессах.

Задача 7-18. Расширение воздуха совершается по адиабате от начального давления 2 ата, температуры 27°C и объема 0,5 м³ до объема, в два раза большего, а затем воздух сжимается изотермически до начального объема. Определить все параметры воздуха в начальных и конечных точках процесса и работу в процессах.

Задача 7-19. Воздух от начального давления 1,8 ата, объема 0,4 м³ и температуры 15°C адиабатно расширяется до двойного объема, а затем сжимается изотермически до первоначального объема. Определить параметры воздуха в начальных и конечных точках процессов и работу за оба процесса.

Задача 7-20. 2 кг воздуха сжимаются адиабатно от 1 ата и температуры $t_1=15^\circ\text{C}$ до 8 ата. Определить конечные параметры и работу за процесс.

Задача 7-21. 1 кг воздуха от начального давления 10 ата и температуры 50°C адиабатно расширяется до давления 0,5 ата. Определить конечные объем и температуру.

Задача 7-22. 10 m^3 воздуха от начального давления 0,9 ата и температуры 20°C сжимаются политропно с показателем $n = 1,2$ до 8 ата. Определить конечные параметры воздуха, работу и количество отводимого тепла.

Задача 7-23. Определить показатель политропы сжатия n , конечную температуру, работу и тепло, если 3 m^3 воздуха от начального давления 5,5 ата и температуры 45°C расширяются до давления 1,5 ата и объема 10 m^3 .

Задача 7-24. 3 m^3 воздуха от начального давления 5,4 ата и температуры 45°C расширяются политропно до 1,5 ата и конечного объема, равного 10 m^3 . Определить показатель политропы расширения n , температуру и работу.

Задача 7-25. 3 кг воздуха от начального давления 12 ата и температуры 340°C расширяются до пятикратного объема. Определить конечные параметры, изменение внутренней энергии, работу и количество тепла.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

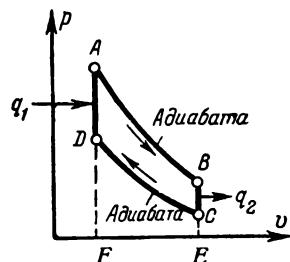
ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

8-1. КРУГОВОЙ ОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕСС (ЦИКЛ)

Изображенный для примера на фиг. 8-1 термодинамический замкнутый процесс (цикл), представленный контуром $ABCD$, мы себе мыслим происходящим в цилиндре теплового двигателя. Такой, взятый в качестве примера, цикл состоит из двух адиабат и двух изохор. В этом цикле по изохоре DA подводится тепло к газу от нагревателя (теплоотдатчика). По адиабатному процессу AB происходит расширение рабочего тела. По изохорному процессу BC совершается отдача тепла от рабочего тела холодильнику (теплоприемнику). По адиабатному процессу CD происходит сжатие. По адиабатам совершаются работа расширения и работа сжатия. Все процессы будем считать обратимыми, и, следовательно, весь цикл будет также обратимым.

Работа по адиабате расширения AB является положительной, она выражается площадью $ABEF$. Работа по адиабате сжатия CD отрицательна, она выражается площадью $DCEF$. Результирующая работа по циклу будет равна разности $ABEF - DCEF = ABCD = l$. Данная работа будет положительной, так как площадь под кривой расширения больше площади под кривой сжатия.

Вообще при рассмотрении произвольного цикла работа будет положительна при контуре, соответствующем направлению процесса, идущего по часовой стрелке, и отрицательна при контуре против часовой стрелки. Цикл с направлением процессов по часовой стрелке считают прямым, а цикл с направлением процессов против часовой стрелки — обратным.



Фиг. 8-1. Пример термодинамического цикла в p - v -диаграмме.

Так как цикл обратимый, то разность температур между рабочим телом и источником тепла в период их взаимодействия должна быть бесконечно мала. Если температура рабочего тела будет меняться в этот период, то мы должны допустить нали-чие бесконечно большого количества источников тепла с беско-нечными близкими друг к другу температурами.

По уравнению первого закона для какого-либо процесса 1—2 имеем:

$$q = u_2 - u_1 + Al,$$

где q — алгебраическая сумма подведенного и отведенного тепла.

Точки 1 и 2 (начало и конец) в замкнутом процессе (цикле) совпадают, поэтому изменение внутренней энергии за круговой процесс (цикл) равно нулю, и следовательно, для цикла

$$q = Al.$$

В прямом цикле работа положительна, а раз это так, то q тоже положительно. Но

$$q = q_1 - q_2,$$

где q_1 — общее подводимое тепло (связанное с затратой топ-лива),

q_2 — общее отводимое тепло (число калорий, без знака).

Следовательно, в прямом цикле подводимое тепло q_1 больше отводимого q_2 :

$$q_1 > q_2,$$

т. е. в холодильник (теплоприемник) отдается тепла меньше, чем его подводится от нагревателя (теплоотдатчика) к рабо-чему телу. Разность между подводимым и отводимым теплом переходит в работу.

Задачей всякого теплового двигателя является производство работы за счет потребления тепла. В рассмотренном выше цикле теплового двигателя не всё подведенное от теплоотдатчика тепло q_1 переходит в работу l , часть этого тепла — тепло q_2 — отводится к теплоприемнику. Таким образом, степень со-вершенства преобразования тепла в работу в непрерывно рабо-тающем двигателе может характеризоваться относительной величиной теплового эквивалента полученной работы l к подве-денному теплу q_1 .

Такой характеристикой совершенства термодинамического цикла теплового двигателя является термический коэффициент полезного действия η_t цикла:

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1}. \quad (8-1)$$

Работу, производимую в двигателях, часто измеряют не в килограммометрах, а в силочасах. Силочасом называется работа, соответствующая мощности в 1 л. с. за час.

Поэтому имеет место следующая эквивалентность:

$$1 \text{ силочас (л. с. ч.)} = 75 \cdot 3600 = 270000 \text{ кгм},$$

$$1 \text{ квт} = 1,359 \text{ л. с.} \approx 1,36 \text{ л. с.},$$

$$1 \text{ квтч} = 270000 \cdot 1,359 = 367000 \text{ кгм}.$$

Тепловой эквивалент силочаса равен:

$$\frac{75 \cdot 3600}{427} = 632 \text{ ккал/л. с. ч.}$$

Так как киловатт больше лошадиной силы на 36%, то тепловой эквивалент киловаттчаса будет:

$$632 \cdot 1,36 = 860 \text{ ккал/квтч.}$$

Обычные значения термических к. п. д. η_t теоретических циклов современных тепловых двигателей имеют величину порядка 40—60%.

Следует, однако, отметить, что так называемые экономические к. п. д. η_e , представляющие собой отношение действительно полученной работы на валу двигателя к подведенному теплу и учитывающие тем самым ряд дополнительных потерь в реальных элементах теплосиловых установок, много меньше величин термического к. п. д. Так, например, экономические к. п. д. современных паротурбинных установок имеют величины примерно до 30%, а двигателей внутреннего сгорания до 40%.

8-2. ПРЯМОЙ ЦИКЛ КАРНО

Понятие рабочего теплового цикла впервые было установлено французским ученым Сади Карно (1796-1832).

Сочинение С. Карно „Размышление о движущей силе огня“, вышедшее в 1824 г., было его единственной законченной работой.

Считая всякую тепловую машину циклической, Карно рассматривает воображаемую идеальную циклическую машину с нагревателем и холодильником.

Цикл Карно состоит из четырех процессов:

а) изотермического расширения;

б) адиабатного расширения;

в) изотермического сжатия;

г) адиабатного сжатия.

Итак, цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат.

По изотерме 1—2 (фиг. 8-2) происходит процесс изотермического расширения — газ соприкасается с нагревателем (теплоотдатчиком), который имеет температуру T' , от нагревателя берется тепло в количестве q_1 , при этом совершается положительная работа и поршень в цилиндре переходит из первого

положения во второе. Далее по адиабате 2—3 совершается процесс адиабатного расширения от T' до T'' . Поршень в цилиндре двигателя переходит из второго положения в третье. В процессе 3—4 происходит сжатие газа за счет подводимой извне работы. Работа изотермического сжатия отрицательна. Поршень в цилиндре двигателя в этом процессе перейдет из третьего положения в четвертое. Соответствующее отводимое в таком процессе тепло переходит в холодильник (тепло-приемник) с температурой T'' . В процессе 4—1 происходит адиабатное сжатие (работа отрицательная). При адиабатном сжатии происходит увеличение внутренней энергии газа, причем повышается температура от T'' до T' . Поршень в цилиндре перемещается из положения IV в положение I.

Работа цикла определяется разностью работ расширения в процессах I—2 и 2—3 и работой сжатия газа в процессах 3—4 и 4—1. Работа цикла представлена площадью, заключенной в контуре работы передается потребителю.

Работа цикла найдена предварительно. Для этого вначале определим зависимость между объемами

$$v_1, v_2, v_3 \text{ и } v_4.$$

Из общего уравнения адиабаты $Tv^{k-1} = \text{const}$ находим для адиабат 2—3 и 4—1

$$T_2 v_2^{k-1} = T_3 v_3^{k-1}; \quad (8-2)$$

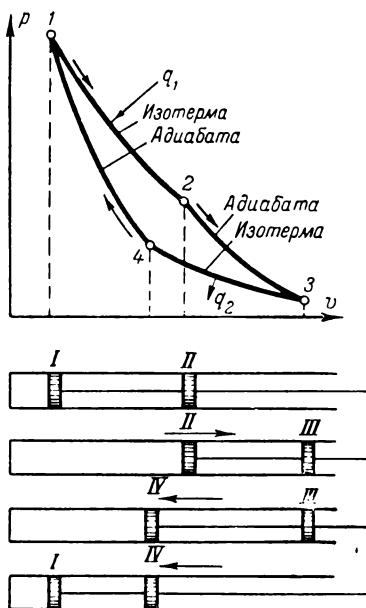
$$T_4 v_4^{k-1} = T_1 v_1^{k-1}. \quad (8-3)$$

Так как здесь $T_2 = T_1 = T'$ и $T_3 = T_4 = T''$, то, разделив одно уравнение на другое и извлекая корень степени $k-1$, получим:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}. \quad (8-4)$$

Из этого соотношения можно получить:

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{v_4}{v_1}. \quad (8-5)$$



Фиг. 8-2. Графическое изображение прямого цикла Карно для газов в *p-v*-диаграмме.

Равенства (8-4) и (8-5) показывают, что степень изотермического расширения $\frac{v_3}{v_1}$ равна степени изотермического сжатия $\frac{v_3}{v_4}$ или степень адиабатного расширения $\frac{v_1}{v_2}$ равна степени адиабатного сжатия $\frac{v_4}{v_1}$.

В рассматриваемом цикле Карно тепло подводится только по изотерме 1—2 и отводится только по изотерме 3—4, поскольку в двух других (адиабатных) процессах отсутствует теплоподвод или теплоотвод.

Количество тепла, подводимого по изотерме 1—2, равно:

$$q_1 = ART' \ln \frac{v_3}{v_1}. \quad (8-6)$$

Количество тепла, отводимого по изотерме 3—4, будет:

$$q_2 = ART'' \ln \frac{v_3}{v_4}. \quad (8-7)$$

Отсюда термический к. п. д. цикла Карно выразится следующим образом:

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{ART' \ln \frac{v_3}{v_1} - ART'' \ln \frac{v_3}{v_4}}{ART' \ln \frac{v_2}{v_1}} = \\ &= \frac{T' \ln \frac{v_2}{v_1} - T'' \ln \frac{v_3}{v_4}}{T' \ln \frac{v_2}{v_1}}. \end{aligned} \quad (8-8)$$

Но так как по соотношению (8-5)

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4},$$

то, следовательно,

$$\ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{v_3}{v_4}$$

и, таким образом, термический к. п. д. цикла Карно будет равен:

$$\eta_t = \frac{T' - T''}{T'} = 1 - \frac{T''}{T'}, \quad (8-9)$$

где T' — температура нагревателя (теплоотдатчика), обеспечивающего изотермический процесс 1—2;

T'' — температура холодильника (теплоприемника), к которому отводится тепло по изотерме 3—4.

В дальнейшем в этой формуле вместо T' и T'' будем писать T_1 и T_2 , где T_1 — температура теплоотдатчика (верхняя), а T_2 — температура теплоприемника (нижняя).

Итак, термический к. п. д. цикла Карно зависит только от температур теплоотдатчика и теплоприемника.

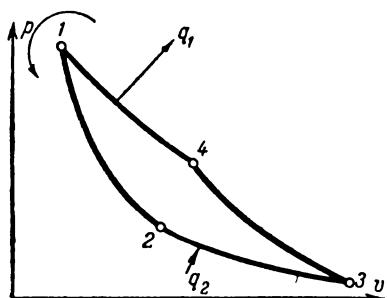
В предельных случаях при $T''=0$ или $T'=\infty$ термический к. п. д. будет равен единице, при $T'=T''$ η_t равен нулю. Как видно из выражения (8-9) для η_t , он не зависит от положения адиабат между изотермами. Характер изменения η_t цикла Карно в случае, если конечная температура остается постоянной и равной 20°C , а начальная температура t' повышается, меняясь до 1000°C , показывает следующая таблица:

Таблица 8-1

$t' \text{ } ^\circ\text{C}$	20	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
η_t	0	0,273	0,380	0,488	0,564	0,620	0,664	0,698	0,726	0,750	0,769

8-3. ОБРАТНЫЙ ЦИКЛ КАРНО

Само понятие обратного цикла показывает, что направления и характер процессов цикла изменяются на противоположные по отношению к прямому циклу (на vP -диаграмме обратный цикл идет против часовой стрелки).



Фиг. 8-3. Обратный цикл Карно
в vP -диаграмме.

Газ из первого состояния (фиг. 8-3) расширяется адиабатно до второго состояния, причем температура от T' падает до T'' . При расширении по изотерме 2—3 газ получает от холодильника количество тепла q_2 , причем температура остается постоянной и равной T'' . По адиабате 3—4 происходит процесс адиабатного сжатия с повышением температуры с T'' до T' . При сжатии по изотерме 4—1 газ отдает теплому источнику количество тепла q_1 .

На совершение полного цикла $1-2-3-4-1$ затрачивается внешняя работа l (отрицательная), измеряемая площадью $1-2-3-4-1$.

Эквивалентное этой работе цикла количество тепла будет равно $q = Al$. От холодного источника с температурой T'' подведено к газу тепло q_2 , а теплому источнику, имеющему температуру T' , передано тепло q_1 .

Из первого закона термодинамики следует, что

$$q_2 - q_1 = -Al. \quad (8-10)$$

В результате осуществления обратного цикла имеет место перенос тепла q_2 от холодного источника к теплому, т. е.

происходит передача тепла от холодного источника к теплому с затратой внешней работы. Таким образом, в этом цикле теплота с низшего температурного уровня как бы поднимается на высший уровень. Такая установка может быть названа тепловым насосом.

Обратный цикл Карно представляет собой идеальный цикл холодильной установки.

Степень совершенства холодильной установки характеризуется холодильным коэффициентом, который обозначается через ϵ :

$$\epsilon = \frac{q_1}{q_1 - q_2}. \quad (8-11)$$

Количество тепла q_1 в обратном цикле будет равно:

$$q_1 = ART' \ln \frac{v_4}{v_1}. \quad (8-12)$$

и количество тепла q_2

$$q_2 = ART'' \ln \frac{v_3}{v_2}. \quad (8-13)$$

Подставляя значения q_1 и q_2 по уравнениям (8-12) и (8-13) в выражение холодильного коэффициента и попрежнему имея в виду равенство отношений объемов соответственно выражению (8-5), получим:

$$\epsilon = \frac{q_1}{q_1 - q_2} = \frac{RT'' \ln \frac{v_3}{v_2}}{RT' \ln \frac{v_4}{v_1} - RT'' \ln \frac{v_3}{v_2}} = \frac{T''}{T' - T''}.$$

Итак, окончательно

$$\epsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T''}{T' - T''}. \quad (8-14)$$

8-4. ТЕОРЕМА КАРНО

Докажем, что к. п. д. обратимого кругового процесса (цикла) Карно не зависит от природы рабочего тела.

Для этого доказательства представим себе две совершенно обратимые машины (фиг. 8-4), из которых первая работает с идеальным газом, а вторая с реальным рабочим веществом, например, водяным паром. Работают машины по следующей схеме.

Первая машина, получая тепло от верхнего источника (теплоотдатчика) и превращая часть этого тепла в работу, приводит в действие вторую машину. Машины работают с источниками тепла, имеющими температуры T_1 и T_2 . Обе машины присоединены к общему валу. Первая машина берет от нагревателя (теплоотдатчика) тепло q_1 , а передает в холодильник (тепло-

приемник) тепло q_2 . Вторая машина берет из холодильника тепло Q_3 , а отдает в нагреватель тепло Q_1 .

В первой машине производится работа, эквивалентная разности количеств тепла $q_1 - q_2$.

Вторая машина поглощает работу, эквивалентную разности теплот $Q_1 - Q_2$.

Так как первая машина производит работу, а вторая ее поглощает, то эти работы равны по величине (но противоположны по знаку).

При условии равенства работ обеих машин получим:

$$A_1 = q_1 - q_2 = Q_1 - Q_2,$$

откуда

$$Q_1 - q_1 = Q_2 - q_2.$$

Теплоотдатчик отдает тепло q_1 первой машине и получает тепло Q_1 от второй машины; теплоприемник получает тепло q_2 от первой машины и отдает тепло Q_2 второй машине.

Поэтому при допущении, что $Q_1 > q_1$, в последнем уравнении левая часть даст прибыль тепла в теплом источнике, а правая — убыль тепла в холодном источнике.

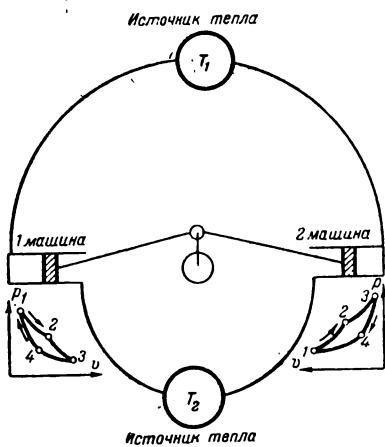
Таким образом, конечным результатом явился бы перенос тепла $Q_2 - q_2 = Q_1 - q_1$ с холодного источника на теплый.

Такой перенос тепла противоречит повседневному опыту, который говорит о следующем: переход теплоты от холодного тела на теплое невозможен даровым процессом, т. е. сам собой (без какой-либо компенсации, без затраты работы). Эта формулировка известна под названием постулата Клаузиуса.

Следовательно, принятное выше допущение, что $Q_1 > q_1$, оказывается несостоятельным (это допущение равносильно принятию у второй машины при работе ее по прямому циклу более низкого термического к. п. д., чем у первой).

Аналогично доказывается несостоятельность допущения, что $Q_1 < q_1$.*

* Это допущение приводит к принятию более низкого термического к. п. д. у первой машины. В этом случае первую машину заставим работать обратным циклом Карно, а вторую — прямым.



Фиг. 8-4. График для доказательства независимости к. п. д. цикла Карно от природы рабочего тела.

Возможным оказывается лишь третье допущение, что $Q_1 = q_1$. Так как термические к. п. д. этих машин при работе обеих по прямому циклу Карно соответственно равны:

$$\eta_{t1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} \quad \text{и} \quad \eta_{t2} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

то при равенстве числителей (равенство работ) и знаменателей (третье допущение) получаем равенство термических к. п. д. машин, работающих по циклу Карно между общими температурными пределами, но разными рабочими телами.

8-5. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики устанавливает количественную зависимость между теплотой и работой.

Второй закон термодинамики определяет принципиальное отличие всех процессов, происходящих в природе, связанных с тепловыми явлениями, от любых других процессов. Таким образом, второй закон рассматривает качественную сторону всех процессов превращения энергии одного вида в другой в форме тепла.

Второй закон термодинамики указывает, при каких условиях происходит это превращение и чем оно ограничивается.

Превращение теплоты в работу в периодически действующей установке всегда сопровождается переходом некоторого количества теплоты от источника с высокой температурой к источнику с низкой температурой.

Даже в самом экономичном из круговых процессов теплота полностью не переходит в работу, часть тепла в цикле не используется, переходя от источника высшей температуры к холодильнику, т. е. рассеивается, обесценивается, теряя свое качество.

Естественные тепловые процессы в природе односторонни и состоят в том, что тепло от тела с высшей температурой переходит к телу с низкой температурой. Обратный переход тепла без затраты работы в условиях нашей действительности невозможен.

Рассмотренное в цикле Карно преобразование тепла в работу представляет дополнительное к первому началу положение о том, что для перехода тепла в работу необходим температурный перепад $T_1 - T_2$, без которого этот переход невозможен.

Тепло, кроме того, не переходит полностью в работу, часть тепла только перемещается от источника высшей температуры T_1 к источнику низкой температуры T_2 .

Таким образом, по первому закону термодинамики устанавливается количественная эквивалентность тепла и ра-

боты, но оказывается, что существует ограничение в условиях прямого и обратного перехода тепла в работу. В то время как работа беспрепятственно может переходить в тепло (трение) в эквивалентных количествах, обратный переход тепла в работу связан с ограничивающими этот переход условиями: наличием температурного перепада и невозможностью перехода в работу всего количества тепла, часть которого обязательно должна остаться необращенной в работу и перейти на более низкую ступень температуры.

Вышеприведенными соображениями на основе опыта устанавливаются особые свойства теплоты. Они могут быть сформулированы в виде закона, который называется вторым законом термодинамики. Приводим некоторые формулировки второго закона термодинамики:

- 1) теплота не может переходить от холодного тела к горячему сама собой — даровым процессом;
- 2) теплота наиболее холодного из данной системы тел не может служить источником работы;
- 3) невозможно в круговом процессе полное превращение в работу теплоты, взятой у теплоотдатчика, без переноса части этого тепла теплоприемнику.

8-6. ЭНТРОПИЯ

При переходе теплоты в работу все подводимое тепло нельзя перевести в работу, некоторое количество теплоты остается неиспользованным. Отсюда выявляется важный вывод о частичной непреобразуемости тепла в работу.

Непреобразуемость тепла может быть определена количественно и измерена особой величиной — энтропией.

Как известно, термический к. п. д. цикла Карно имеет следующий вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

где q_1 — подведенное тепло от нагревателя с температурой T_1 ;
 q_2 — отданное тепло холодильнику с температурой T_2 .

Из выражения для η_t цикла Карно можно написать:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (8-15)$$

откуда

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}$$

и

$$\frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0. \quad (8-16)$$

Если подведенное тепло (q_1) и отведенное (q_2) обозначить алгебраически через q , то равенство (8-16) может быть написано в виде

$$\frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = \sum \frac{q}{T} = 0, \quad (8-17)$$

т. е. алгебраически сумма частных от деления количеств тепла на абсолютную температуру будет равна нулю.

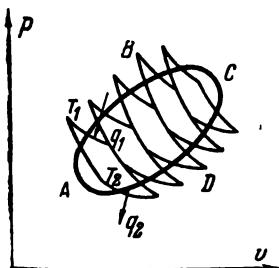
Рассмотрим теперь произвольный круговой обратимый цикл. Разобьем этот цикл на ряд отдельных бесконечно малых циклов Карно (фиг. 8-5). При этом замкнутый контур заменяется зигзагообразной линией, состоящей из отрезков адиабат и изотерм.

Изотермы имеют температуры T'_1 , T'_2 , T''_1 , T''_2 и т. д., а количества подводимого и отводимого тепла будут q'_1 , q'_2 , q''_1 , q''_2 и т. д.

Для всего контура в соответствии с уравнением (8-17)

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

Переходя к пределу (при бесконечно большом числе отдельных циклов), получим кривую $ABCD$, и уравнение (8-17) примет вид:



**Фиг. 8-5. Обратимый кру-
говой цикл в *ур*-диаграм-
ме.**

ляет собой полный дифференциал, т. е. можно написать

Таким образом, в круговом обратимом процессе интеграл отношения количества теплоты, деленной на абсолютную температуру, взятый по всему контуру цикла, будет равен нулю.

Подобный интеграл может быть равен нулю только тогда, когда выражение, стоящее под интегралом, представ-
лено в виде

$$\frac{dq}{\tau} \equiv ds. \quad (8-19)$$

Функция состояния s называется энтропией. Конечное значение энтропии

$$s_2 - s_1 = \int_{\tau_i}^{\tau_f} \frac{dq}{T}. \quad (8-20)$$

Энтропия имеет ту же размерность, что и теплоемкость, т. е. для 1 кг газа она определяется в ккал/кг град.

Все вышеприведенные рассуждения относились к обратимым процессам. Если мы посмотрим на окружающую нас действительность, то мы должны признать, что природа не знает обратимых процессов, все процессы в природе необратимы.

Для обратимого цикла Карно, как было показано выше,

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Необратимый цикл Карно менее совершенен, чем обратимый, поэтому у такого цикла η_t меньше, чем у обратимого цикла Карно с теми же предельными температурами, т. е.

$$\eta_t = 1 - \frac{q_1}{q_2} < 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (8-21)$$

откуда

$$\frac{q_2}{q_1} > \frac{T_2}{T_1}. \quad (8-22)$$

Соответственно выводу выражения (8-18) получим для необратимого кругового процесса

$$\oint \frac{dq}{T} < 0, \quad (8-23)$$

т. е. интеграл $\oint \frac{dq}{T}$ меньше нуля. Это неравенство можно объяснить тем, что в необратимом цикле слагаемые dq для процессов отдачи тепла больше, чем в обратимом. Заметим, что температуры T относятся всегда к источникам тепла.

Поскольку энтропия является функцией состояния и в циклах рабочее тело всегда возвращается в свое исходное состояние, то для рабочего тела как в обратимых, так и в необратимых циклах (а также для источников тепла в обратимых циклах)

$$\oint ds = 0, \quad (8-24)$$

В необратимых циклах энтропия источников возрастает, что можно видеть из уравнения (8-23) с измененным знаком dq . Далее можно показать, что для рабочего тела в необратимых процессах

$$\frac{dq}{T} < ds. \quad (8-25)$$

Равенство

$$dq = Tds \quad (8-26)$$

есть основное уравнение, являющееся следствием второго закона термодинамики в применении к обратимым процессам.

Неравенство

$$dq < Tds \quad (8-27)$$

можно рассматривать как аналитическое выражение второго закона термодинамики для необратимых процессов.

Подсчет изменения энтропии для газов

Вычисление величины изменения энтропии идеального газа в процессах. По уравнению первого закона термодинамики

$$dq = du + Apdv.$$

Подставляем в это уравнение следующие значения:

$$dq = Tds$$

(для обратимых процессов) и

$$du = c_v dT$$

(для газов).

Подстановка дает

$$Tds = c_v dT + Ap dv. \quad (8-28)$$

Если это уравнение разделить на T , то получим:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \frac{Ap dv}{T}. \quad (8-29)$$

По уравнению состояния

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

отсюда уравнение (8-29) примет вид

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}. \quad (8-30)$$

Найдено уравнение для дифференциала энтропии, выраженной через T и v .

Дифференцируя уравнение состояния $pv = RT$, можно получить:

$$p dv + v dp = R dT, \quad (8-31)$$

и отсюда

$$dT = \frac{p dv + v dp}{R}. \quad (8-32)$$

Подставляя значение dT из уравнения (8-32) в уравнение (8-30) и заменяя RT на $p v$, имеем:

$$\begin{aligned} ds &= c_v \frac{p dv + v dp}{\mu v} + AR \frac{dv}{v} = c_v \left(\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} \right) + \\ &+ AR \frac{dv}{v} = c_v \frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} (c_v + AR) = c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v}. \end{aligned} \quad (8-33)$$

Уравнение (8-33) представляет собой выражение для дифференциала энтропии через p и v .

Интегрируя уравнения (8-30) и (8-33) при постоянных теплоемкостях c_v и c_p , получим:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (8-34)$$

и

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_1}{v_2}, \quad (8-35)$$

или

$$s_2 - s_1 = 2,303 \left(c_v \lg \frac{T_2}{T_1} + AR \lg \frac{v_2}{v_1} \right) \quad (8-36)$$

и

$$s_2 - s_1 = 2,303 \left(c_v \lg \frac{p_2}{p_1} + c_p \lg \frac{v_1}{v_2} \right). \quad (8-37)$$

Рассмотрим теперь изменение энтропии в частных термодинамических процессах при постоянной теплоемкости.

Изохорный процесс. Процесс характеризуется тем, что $v_1 = v_2$, поэтому уравнения (8-34) и (8-36) приобретают вид

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = 2,303 c_v \lg \frac{T_2}{T_1}. \quad (8-38)$$

С другой стороны, из уравнений (8-35) и (8-37) следует, что в изохорном процессе

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} = 2,303 c_v \lg \frac{p_2}{p_1}. \quad (8-39)$$

Изобарный процесс. Процесс характеризуется тем, что $p = \text{const}$, следовательно, $p_1 = p_2$.

Из уравнений (8-35) и (8-37) имеем:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = 2,303 c_p \lg \frac{v_2}{v_1}. \quad (8-40)$$

Так как по закону Гей-Люссака

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

то уравнение (8-40) принимает вид

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = 2,303 c_p \lg \frac{T_2}{T_1}. \quad (8-41)$$

Изотермический процесс. Процесс характеризуется постоянством температуры: $T = \text{const}$, или $T_1 = T_2$. Применительно к этому процессу уравнения (8-34) и (8-36) переходят в уравнение

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{p_1}{p_2}, \quad (8-42)$$

или в соответствии с законом Бойля-Мариотта

$$s_2 - s_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (8-43)$$

Адиабатный процесс. Процесс характеризуется тем, что $dq = 0$.

Из основного выражения $ds = \frac{dq}{T}$ при $dq = 0$ получим $ds = 0$,

$$s_2 - s_1 = 0,$$

$$s_2 = s_1, \text{ или } s = \text{const}, \quad (8-44)$$

т. е. обратимый адиабатный процесс характеризуется постоянством энтропии, или обратимый адиабатный процесс есть одновременно изоэнтропийный (т. е. идущий при $s = \text{const}$).

Политропный процесс. Изменение энтропии для политропного процесса можно получить из уравнений (8-34), (8-35), (8-36) и (8-37).

Другое выражение для изменения энтропии в политропном процессе можно получить и следующим образом:

$$ds = \frac{dq}{T}.$$

Но, как известно,

$$dq = c_v \frac{n-k}{n-1} dT,$$

$$ds = c_v \frac{n-k}{n-1} \frac{dT}{T}.$$

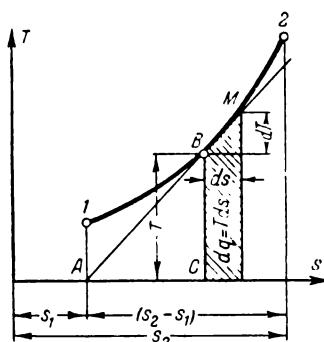
Поэтому

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1} = 2,303 c_v \frac{n-k}{n-1} \lg \frac{T_2}{T_1}. \quad (8-45)$$

8-7. ЭНТРОПИЙНАЯ, ИЛИ ТЕПЛОВАЯ, ДИАГРАММА sT

До сих пор мы имели дело с диаграммой up , площадь в которой дает нам работу, выраженную в $\text{кгм}/\text{кг}$.

Нам предстоит изучить и диаграмму sT , в которой по оси ординат откладывается абсолютная температура, а по оси абсцисс — энтропия.

Фиг. 8-6. Диаграмма sT .

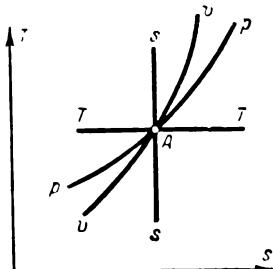
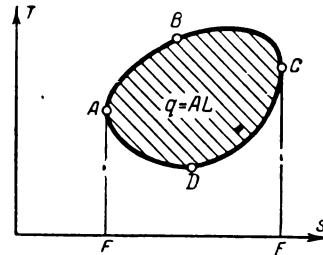
ABC и элементарный треугольник с вершиной в точке M и катетами dT и ds . Из подобия этих треугольников напишем соотношение

$$\frac{AC}{CB} = \frac{ds}{dT},$$

откуда

$$AC = CB \frac{ds}{dT} = T \frac{ds}{dT} = \frac{dq}{dT} = c,$$

т. е. теплоемкость в осях координат sT представляет собой подкасательную к кривой $1-2$. В sT -диаграмме весьма наглядно определяется знак теплоемкостей.

Фиг. 8-7. Изображение термодинамических процессов в диаграмме sT .Фиг. 8-8. Произвольный обратимый цикл в диаграмме sT .

Познакомимся с изображением термодинамических процессов в осях координат sT (фиг. 8-7).

Через некоторую точку A проводим горизонтальную прямую TT (изотерму) и вертикальную прямую ss (адиабату).

* На фиг. 8-6 точка A случайно оказалась на одной вертикали с точкой I ; значение s_1 относится к точке I .

Логарифмическая кривая vv представляет собой изохору, она строится по изменению энтропии для изохорного процесса в соответствии с уравнением

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Изменяя T_2 при постоянной T_1 , можно получить логарифмическую кривую изохору $v\bar{v}$.

Логарифмическая кривая pp представляет собой изобару, она строится по уравнению изменения энтропии для изобарного процесса, т. е. по уравнению

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Изохора будет итти круче изобары, так как в тех же пределах температур первая определяется значением c_v , вторая значением c_p , а мы знаем, что всегда $c_p > c_v$.

Круговой процесс в диаграмме *sT* изображается замкнутой линией $ABCD$ (фиг. 8-8). Количество подводимого тепла q_1 равно площади $ABCEFA$:

$$q_1 = \text{пл. } ABCEFA.$$

Отводимое тепло q_2 равно площади $ADCEFA$:

$$q_2 = \text{пл. } ADCEFA.$$

Тепло, которое переходит в работу, будет равно разности

$$q = q_1 - q_2,$$

или

$$q = Al = \text{пл. } ABCDA.$$

Работа считается положительной, если контур описан по часовой стрелке, и отрицательной, если контур идет против часовой стрелки.

Термический к. п. д. кругового процесса, или цикла, будет иметь следующее выражение:

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{\text{пл. } ABCD}{\text{пл. } ABCEFA}.$$

8-8. ИЗОБРАЖЕНИЕ ОБРАТИМОГО ЦИКЛА КАРНО В *sT*-ДИАГРАММЕ

На фиг. 8-9 изображен обратимый цикл Карно в *sT*-диаграмме. Здесь линия $1-2$ представляет собой изотерму расширения, линия $2-3$ — адиабату расширения, линия $3-4$ — изотерму сжатия и линия $4-1$ — адиабату сжатия.

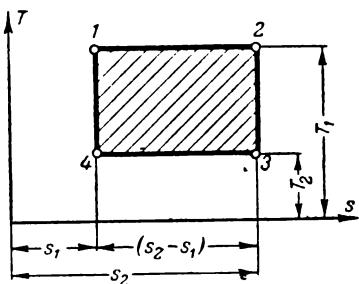
Соответствующие подводимое и отводимое количества тепла могут быть определены из выражений:

$$\left. \begin{array}{l} q_1 = (s_2 - s_1) T_1, \\ q_2 = (s_2 - s_1) T_2, \end{array} \right\} \quad (8-46)$$

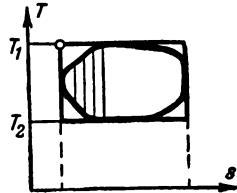
и термический к. п. д. цикла Карно

$$\eta_C = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(s_2 - s_1) T_1 - (s_2 - s_1) T_2}{(s_2 - s_1) T_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Тепловая диаграмма sT подтверждает (фиг. 8-9) прежде высказанные положения о независимости к. п. д. цикла Карно от природы рабочего тела, поскольку для всех без исключения



Фиг. 8-9. Изображение прямого обратимого цикла Карно в диаграмме sT .



Фиг. 8-10. График произвольного цикла, показывающий, что к. п. д. цикла Карно выше всякого другого цикла в тех же пределах температур.

рабочих веществ вид цикла Карно, работающего в одном и том же интервале температур, подобен, меняется только ширина цикла, не определяющая величину термического к. п. д.

Изображение цикла Карно в sT -диаграмме позволяет выяснить еще одно важное свойство этого цикла. Термический к. п. д. цикла Карно выше термического к. п. д. любого другого цикла, работающего в том же интервале наивысшей и наименьшей температур цикла. Действительно, любой цикл в этом случае может быть описан соответствующим циклом Карно (фиг. 8-10), и если теперь произвольный цикл рассматривать разложенным на весьма большое количество элементарных циклов Карно, то окажется, что каждый из таких элементарных циклов осуществляется в интервале температур меньшем, чем у сравниваемого цикла Карно.

Таким образом, термический к. п. д. любого произвольного цикла будет всегда меньше термического к. п. д. цикла Карно при работе в одних и тех же пределах температуры.

8-9. ПРИНЦИП ВОЗРАСТАНИЯ ЭНТРОПИИ И ДЕГРАДАЦИИ ЭНЕРГИИ ИЗОЛИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ

При рассмотрении обратимых процессов, являющихся основой метода термодинамического исследования, отмечалось условие равновесности процессов, связанное с бесконечно малыми изменениями параметров в процессе. Основанные на этом условии термодинамические выводы не могут прилагаться к неравновесным процессам.

Все процессы, протекающие в условиях земного опыта, не являются равновесными, и поэтому реальные процессы необратимы.

При обратимом взаимодействии теплового источника с рабочим телом изменения энтропии источника и тела равны по своей абсолютной величине, но противоположны по знаку, как то можно видеть из уравнения

$$ds = \frac{dq}{T},$$

в котором T — общая температура источника и рабочего тела;

dq — количество калорий тепла, взятых у источника и переданных рабочему телу (или обратно).

Общее изменение энтропии системы, состоящей из теплового источника и рабочего тела, будет, очевидно, равно нулю, следовательно, в обратимых процессах энтропия замкнутой изолированной системы остается без изменения.

В необратимых же процессах, наблюдаемых в условиях земного опыта, энтропия замкнутой изолированной системы не остается постоянной, но непрерывно изменяется и притом лишь в сторону возрастания. Это возрастание энтропии системы проще всего обнаружить рассмотрением необратимого цикла Карно, для которого, как мы уже знаем,

$$\frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1}, \text{ или } \Delta s_2 > \Delta s_1,$$

где Δs_2 — приращение энтропии нижнего теплового источника;

Δs_1 — убыль энтропии верхнего теплового источника (изменение энтропии рабочего тела в любом цикле равно нулю).

Следовательно, приращение энтропии нижнего теплового источника больше убыли энтропии верхнего теплового источника, и в общем в рассматриваемой изолированной термодинамической системе энтропия растет.

Аналогичный вывод может быть проведен для других циклов, а также отдельных термодинамических процессов.

В то же время необратимые циклы сопровождаются потерями при производстве работы по сравнению с соответствующими обратимыми циклами, что ведет к уменьшению полезной работы, получаемой в цикле.

Таким образом, потеря полезной работы, или деградация энергии, неразрывно связана с возрастанием энтропии системы.

Этим положением, основанным на эмпирическом изучении свойств теплоты, широко пользуются в теплотехнике при изучении условий работы тепловых двигателей. Однако его нельзя распространять на неизученные области и возводить во всеобщий принцип.

С давних пор второе начало термодинамики (в применении к реальным явлениям) давало повод к широким и часто неверным обобщениям натурфилософского характера. Выводы, вытекающие из основного неравенства второго закона термодинамики, оказались одним из важнейших пунктов борьбы между материалистическим и идеалистическим миропониманиями. Ложно истолковывая второе начало термодинамики, философы идеалистического направления пытались "научно" обосновать самые крайние теологические умозаключения. Незакономерные принципиальные обобщения основ классической термодинамики и, в частности, экстраполяция свойств энтропии—возрастать при реальных процессах—на вселенную (рассматриваемую в качестве изолированной замкнутой системы), привели к утверждению неизбежности тепловой смерти вселенной, неизбежности конца мира, к утверждению „создания мира“. Порочность этого вывода заключается в утверждении абсолютности закона возрастания энтропии. В иных конкретных условиях процессы могут происходить и в обратном направлении, сопровождаясь убыванием энтропии системы взаимодействующих тел.

Вопрос о правильном освещении этих общих выводов имеет большое значение.

Обсуждение результатов исследования неравновесных процессов нуждается в анализе, выходящем за пределы технической термодинамики.

Впервые Больцман показал, что к простому толкованию особенностей необратимых процессов, а вместе с тем и энтропии, приводят механические представления, в основе которых лежит понятие о вероятности термодинамического состояния.

Обратимые процессы, при которых энтропия остается неизменной, характеризуются тем, что они не вызывают никаких изменений в вероятности термодинамического состояния.

Так как в данном случае речь идет о вероятности (а не о достоверности), то не исключена возможность самопроизвольного уменьшения энтропии, т. е. перехода от более вероятного состояния к менее вероятному.

При рассмотрении системы, состоящей из ограниченного числа молекул, оказывается, что в этих случаях уменьшение энтропии может происходить далеко не редко.

Ф. Энгельс в „Диалектике природы“ делает следующее замечание по поводу рассматриваемого вопроса:

„Мы приходим, таким образом, к выводу, что излученная в мировое пространство теплота должна иметь возможность каким-то путем, — путем, установление которого будет когда-то в будущем задачей естествознания, — превратиться в другую форму движения, в которой она может снова сосредоточиться и начать активно функционировать.“

(Энгельс, Диалектика природы, изд. 1950 г., стр. 18.)

Резюмируя все предыдущее, можно сказать, что предположение о неуклонном возрастании энтропии в любой, весьма большой части вселенной противоречит элементарным принципам материалистического понимания природы.

Нужно предвидеть, что, вероятно, скоро будут обнаружены такие факты, которые непосредственно будут свидетельствовать о процессах, направленных в сторону уменьшения энтропии. Эти факты, повидимому, не могут быть найдены в условиях земной или близкой к ней обстановки.

Работами советских физиков уже обнаружено существенное изменение свойств тел при необычных давлениях, температурах и т. д. Астрономические измерения заставляют предполагать в отдаленных мировых системах весьма отличные от земных состояния вещества.

Задача 8-1. Определить параметры воздуха во всех четырех узловых точках цикла Карно, количество подводимого и отводимого тепла, работу и термический к. п. д. Количество рабочего тела — воздуха — 1 кг, наивысшее давление 60 ата, наименьшее 1 ата, наивысшая температура 900° К, наименьшая 300° К, $k = 1,4$.

Решение. Объем воздуха в третьей узловой точке цикла Карно при $p_3 = 1 \text{ ата}$ и $T_3 = 300^\circ \text{К}$

$$v_3 = \frac{29,27 \cdot 300}{10\,000} = 0,878 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление во второй точке при $T_2 = 900^\circ \text{К}$ и $p_3 = 1 \text{ ата}$

$$\frac{p_2}{p_3} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{900}{300} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 3^{3,5} = 46,76,$$

отсюда

$$p_2 = 46,76 \cdot 1 = 46,76 \text{ ата}.$$

Соответственно этому может быть определено давление в четвертой точке:

$$p_4 = \frac{p_1}{46,76} = \frac{60}{46,76} = 1,28 \text{ ата}.$$

Объем в первой точке из уравнения состояния при $p_1 = 60 \text{ ата}$ и $T_1 = 900^\circ \text{ К}$

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,27 \cdot 900}{600\,000} = 0,044 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Объем во второй точке

$$v_2 = \frac{29,27 \cdot 900}{467\,600} = 0,056 \text{ м}^3/\text{кг}$$

и, наконец, объем воздуха в четвертой точке из уравнения состояния при $T_4 = 300^\circ \text{ К}$ и $p_4 = 1,28 \text{ ата}$

$$v_4 = \frac{RT_4}{p_2} = \frac{29,27 \cdot 300}{12\,800} = 0,684 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Работа в изотермическом процессе 1—2

$$l_{1-2} = 2,303RT_1 \lg \frac{p_1}{p_2} = 2,303 \cdot 29,27 \cdot 900 \lg \frac{60}{46,75} = 6388,0 \text{ кгм/кг;}$$

подводимое тепло

$$q_1 = \frac{6388,0}{427} = 14,95 \text{ ккал/кг.}$$

Работа в изотермическом процессе 3—4:

$$l_{3-4} = 2,303RT_3 \lg \frac{p_4}{p_3} = 2,303 \cdot 29,27 \cdot 300 \lg \frac{1,28}{1,0} = 2\,129 \text{ кгм/кг;}$$

отводимое тепло

$$q_2 = \frac{2\,129}{427} = 4,98 \text{ ккал/кг.}$$

Термический к. п. д. цикла Карно

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{900 - 300}{900} = \frac{600}{900} = 66,6\%,$$

или, проверяя посредством следующего уравнения:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{14,95 - 4,98}{14,95} = 66,6\%.$$

Задача 8-2. Рассчитать цикл Карно. Рабочим телом является воздух в количестве 5 кг, наивысшая температура $T_1 = 700^\circ \text{ К}$, наимизшая $T_2 = 290^\circ \text{ К}$, наивысшее давление 40 ата. Количество тепла, подводимого по изотерме, 50 ккал. Определить η_t , параметры в узловых точках цикла, работу и количества тепла q_1 и q_2 .

Задача 8-3. Рассчитать цикл Карно. Рабочим телом является воздух в количестве 3 кг, наивысшее давление $p_1 = 50 \text{ ата}$, наимизшее давление $p_2 = 1,1 \text{ ата}$, наивысшая температура 800° К , наимизшая температура 300° К . Определить η_t , параметры в узловых точках цикла, работу и количества тепла q_1 и q_2 .

Задача 8-4. 1 м³ воздуха от начального давления 6 ата и температуры 20° С расширяется до пятикратного объема, конечная температура –60° С. Определить давление p_2 и изменение энтропии воздуха.

Решение. Удельное (на 1 кг) изменение энтропии

$$s_2 - s_1 = 2,303 \left(c_v \lg \frac{T_2}{T_1} + AR \lg \frac{v_2}{v_1} \right) =$$

$$= -0,05485 + 0,01128 = 0,0580 \text{ ккал/кг град};$$

весовое количество воздуха

$$G = \frac{pV}{RT} = \frac{60\,000 \cdot 1}{29,27 \cdot 293} = 7 \text{ кг.}$$

Изменение энтропии всего количества воздуха

$$s_2 - s_1 = 7 \cdot 0,0580 = 0,406 \text{ ккал/град};$$

конечное давление

$$p_2 = \frac{GRT_2}{V_2} = \frac{7 \cdot 29,27 \cdot 213}{5} = 8728 \text{ кг/м}^3 = 0,8728 \text{ ата.}$$

Задача 8-5. Воздух меняет свое состояние от $p_1 = 8$ ата и $v_1 = 0,14 \text{ м}^3/\text{кг}$ до $p_2 = 6$ ата и $v_2 = 0,178 \text{ м}^3/\text{кг}$. Определить изменение энтропии и температуры.

Решение. Начальная температура

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{R} = \frac{80\,000 \cdot 0,14}{29,27} = 383^\circ \text{ К};$$

конечная температура

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{60\,000 \cdot 0,178}{29,27} = 365^\circ \text{ К.}$$

Изменение энтропии

$$\begin{aligned} s_2 - s_1 &= 2,303 \left(c_v \lg \frac{p_2}{p_1} + c_p \lg \frac{v_2}{v_1} \right) = \\ &= 2,303 \left(0,172 \lg \frac{6}{8} + 0,241 \lg \frac{0,178}{0,140} \right) = \\ &= -0,04946 + 0,05788 = 0,00842 \text{ ккал/кг град}. \end{aligned}$$

Задача 8-6. 1 кг воздуха от начального давления 1 ата и температуры 17° С сжимается до 5 ата и 110° С. Определить изменение энтропии.

Задача 8-7. 1 кг воздуха имеет начальные параметры $p_1 = 4$ ата и $v_1 = 0,25 \text{ м}^3/\text{кг}$, конечные $p_2 = 2$ ата и $v_2 = 0,444 \text{ м}^3/\text{кг}$. Определить T_1 , T_2 и изменение энтропии.

Задача 8-8. 1 кг воздуха при постоянном давлении, равном 1 ата, повышает температуру от 15 до 150° С. Определить объемы воздуха в начале и в конце нагревания, работу и изменение энтропии.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

9-1. ПОНЯТИЕ О ЦИКЛЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Сам термин „двигатель внутреннего сгорания“ говорит о том, что процесс сгорания топлива происходит внутри цилиндра двигателя. Процесс подвода тепла посредством сгорания топлива непосредственно в цилиндре двигателя позволяет поднять верхнюю температуру цикла. Тем самым, при большем температурном перепаде, как это следует из анализа цикла Карно, увеличится термический к. п. д. цикла.

Рабочим телом в двигателях внутреннего сгорания являются воздух, топливо и продукты сгорания топлива. В этих двигателях может применяться твердое, жидкое и газообразное топливо.

Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания рассматриваются в предположении о неизменности вида рабочего тела во всех процессах цикла. Следует, однако, отметить, что в действительности в соответствии с самой природой циклов двигателей внутреннего сгорания вид рабочего тела меняется по процессам, из которых слагается цикл.

В термодинамике рабочим телом обычно считают 1 кг газовой смеси или воздуха.

Основными циклами двигателей внутреннего сгорания являются циклы: 1) с подводом тепла по изохоре, 2) с подводом тепла по изобаре (цикл Дизеля) и 3) со смешанным подводом тепла по изохоре и изобаре.

При рассмотрении термодинамических циклов двигателей внутреннего сгорания пренебрегают потерями на трение, потерями тепла в окружающую среду и т. д.

Двигатели внутреннего сгорания имеют очень большое применение в народном хозяйстве: они установлены на автомобилях, тракторах, танках, самолетах, кораблях и т. д.

9-2. ЦИКЛ С ИЗОХОРНЫМ ПОДВОДОМ ТЕПЛА

Теоретический цикл с подводом тепла по изохоре, как показывает нижеприводимый график (фиг. 9-1), состоит из двух адиабат и двух изохор; 1-2 — адиабата сжатия смеси парообразного жидкого топлива или газообразного топлива с воздухом в цилиндре двигателя. Отношение объемов $\frac{v_1}{v_2}$ обозначим через ϵ ,

называя эту величину степенью сжатия, т. е. $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$. Работа по адиабате сжатия 1-2 отрицательная.

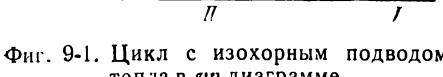
Адиабатно сжатая горючая смесь в левом крайнем положении поршня (точка 2) воспламеняется обычно от электрической искры. Воспламенившаяся смесь быстро сгорает, процесс сгорания может рассматриваться как изохорный. Итак, изохорный процесс 2-3 является процессом, по которому идет подвод тепла.

Подведенное количество тепла

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2). \quad (9-1)$$

По окончании процесса сгорания начинается процесс 3-4 — адиабата расширения. По ней происходит в цилиндре двигателя расширение продуктов сгорания с понижением давления и температуры и с увеличением объема продуктов сгорания. При этом поршень перемещается

Фиг. 9-1. Цикл с изохорным подводом тепла в Pv -диаграмме.



из крайнего левого положения в крайнее правое, совершая положительную работу.

Процесс 4-1 — изохора с отводом тепла q_2 в холодильник или (в применении к двигателю внутреннего сгорания) — в окружающую среду. Это количество тепла

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1). \quad (9-2)$$

В соответствии с уравнениями (9-1) и (9-2) и при принятии постоянной теплоемкости c_v по всему циклу выражение для термического к. п. д. цикла будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{c_v (T_3 - T_2) - c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)} = \\ &= 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \right). \end{aligned} \quad (9-3)$$

Преобразуем уравнение (9-3). Уравнение адиабаты 3-4 имеет вид

$$T_3 v_3^{k-1} = T_4 v_4^{k-1}. \quad (9-4)$$

Уравнение адиабаты 1-2

$$T_2 v_2^{k-1} = T_1 v_1^{k-1} \quad (9-5)$$

Делим уравнение (9-4) на уравнение (9-5):

$$\frac{T_3 v_3^{k-1}}{T_2 v_2^{k-1}} = \frac{T_4 v_4^{k-1}}{T_1 v_1^{k-1}}. \quad (9-6)$$

Так как $v_3 = v_2$ и $v_4 = v_1$, то после сокращения получим:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_4}{T_1}. \quad (9-7)$$

Если подставим в выражение (9-3) термического к. п. д. полученное соотношение температур согласно (9-7), уравнение для термического к. п. д. примет следующий вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2}. \quad (9-8)$$

В последнем выражении отношение абсолютных температур можно заменить отношением объемов соответственно уравнению адиабатного процесса 1-2, т. е.

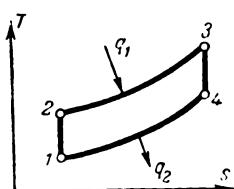
$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}, \quad (9-9)$$

откуда

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (9-10)$$

Уравнение (9-10) представляет собой обычное выражение термического к. п. д. цикла с подводом тепла при $v = \text{const}$. Как видно, значение этого к. п. д. увеличивается с увеличением ϵ и зависит от природы рабочего тела (показатель k).

На фиг. (9-2) изображен в sT -диаграмме цикл двигателя внутреннего сгорания с подводом тепла при $v = \text{const}$.



Фиг. 9-2. Цикл с изохорным подводом тепла в sT -диаграмме.

Степень сжатия $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ в цикле с подводом тепла при $v = \text{const}$ обычно составляет величину 5—7, но в отдельных случаях может быть и выше. Степень сжатия влияет на величину к. п. д., однако при слишком высоких степенях сжатия может появиться преждевременное самовоспламенение горючего (раньше, чем поршень дойдет до своего крайнего левого положения, при этом машина даст обратный ход), а также — явление детонации, заключающееся в сгорании топлива со скоростями взрыва, что недопустимо.

9-3. ЦИКЛ С ИЗОБАРНЫМ ПОДВОДОМ ТЕПЛА

Как уже указывалось, в целях повышения экономичности двигателя внутреннего сгорания выгодно повышать степень сжатия. Однако повышению ϵ в двигателях с подводом тепла по изохоре мешают преждевременное самовоспламенение горючей смеси и детонация.

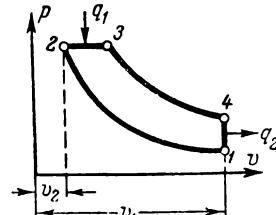
В двигателе внутреннего сгорания, работающем по циклу с подводом тепла при $p = \text{const}$ (цикл Дизеля), в отличие от цикла с подводом тепла при $v = \text{const}$, адиабатно сжимается не горючая смесь, а чистый воздух. Поэтому в этом цикле (фиг. 9-3) допустимы значительно большие степени сжатия, в результате чего конечные температуры процесса сжатия достигают 600—800°С.

Поданное насосом в цилиндр горючее при температуре воздуха 600—800°С самовоспламеняется и сгорает почти при постоянном давлении.

Цикл состоит из следующих процессов.

1-2 — адиабата сжатия воздуха со степенью сжатия

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}.$$



Фиг. 9-3. Цикл с изобарным подводом тепла в p -диаграмме.

По адиабате сжатия совершается отрицательная работа за счет кинетической энергии маховика двигателя.

2-3 — изобара подвода тепла (сгорание топлива). Количество подводимого тепла определяется из выражения

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2). \quad (9-11)$$

Отношение объемов

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}$$

в процессе изобарного теплоподвода называется степенью предварительного расширения и обозначается через ρ . По изобаре 2-3 совершается положительная работа.

3-4 — адиабата расширения продуктов сгорания; по адиабате расширения совершается положительная работа.

4-1 — изохора, по которой происходит отдача тепла в окружающую среду:

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1). \quad (9-12)$$

Выражение для термического к. п. д. цикла в соответствии с уравнениями (9-11) и (9-12)

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{c_p(T_3 - T_2) - c_v(T_4 - T_1)}{c_o(T_3 - T_2)} = \\ = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}. \quad (9-13)$$

Отношения абсолютных температур, стоящие в уравнении (9-13), могут быть просто определены:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\rho^{k-1}}; \quad (9-14)$$

$$\frac{T_3}{T_2} - 1 = \rho - 1. \quad (9-15)$$

Для замены отношения

$$\frac{T_4}{T_1} - 1$$

через степень предварительного расширения ρ напишем уравнения адиабат 3-4 и 1-2:

$$T_3 v_3^{k-1} = T_4 v_4^{k-1}; \\ T_2 v_2^{k-1} = T_1 v_1^{k-1}.$$

Деля одно уравнение на другое, имеем:

$$\frac{T_3 v_3^{k-1}}{T_2 v_2^{k-1}} = \frac{T_4 v_4^{k-1}}{T_1 v_1^{k-1}}.$$

Так как $v_1 = v_4$, то получим:

$$\frac{T_3 v_3^{k-1}}{T_2 v_2^{k-1}} = \frac{T_4}{T_1},$$

но поскольку

$$\frac{T_3}{T_2} = \rho; \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^{k-1} = \rho^{k-1}$$

и

$$\frac{T_4}{T_1} = \rho^{\frac{k-1}{k}} = \rho^{\frac{1}{k}},$$

то, следовательно,

$$\frac{T_4}{T_1} - 1 = \rho^{\frac{1}{k}} - 1. \quad (9-16)$$

После подстановки всех вышеприведенных соотношений (9-14), (9-15) и (9-16) в выражение (9-13) для термического к. п. д. получим окончательно:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{\epsilon^{k-1} k (\epsilon - 1)}. \quad (9-17)$$

Термический к. п. д. цикла с подводом тепла по изобаре увеличивается с увеличением ϵ и k , уменьшается с увеличением p , т. е. с увеличением нагрузки двигателя.

На фиг. (9-4) изображен в sT -диаграмме цикл двигателя внутреннего сгорания с подводом тепла при $p = \text{const}$.

Если сравнить термические к. п. д. рассматриваемых выше циклов, то при одинаковой степени сжатия термический к. п. д. цикла с изохорным подводом тепла будет выше к. п. д. цикла с изобарным подводом тепла, так как дробное выражение, входящее в к. п. д. циклов, в первом цикле будет меньше, чем во втором. Однако такое сравнение циклов очень условно, поскольку цикл с подводом тепла при $p = \text{const}$ допускает значительно большие степени сжатия. Если провести сравнение этих циклов при равных максимальных давлениях и максимальных температурах, что сравнительно просто сделать в sT -диаграмме, то станут ясны преимущества с точки зрения величины η_t цикла с подводом тепла при $p = \text{const}$.

Реально работающий двигатель с подводом тепла по изохоре имеет экономический к. п. д. η_t порядка 30%, а по циклу с изобарным подводом тепла порядка 40%. Термические к. п. д. этих циклов имеют величины соответственно порядка 50 и 60%.

9-4. ЦИКЛ СО СМЕШАННЫМ ПОДВОДОМ ТЕПЛА

Смешанным этот цикл называется потому, что в нем подвод тепла осуществляется смешанным: сначала по изохоре, а затем по изобаре.

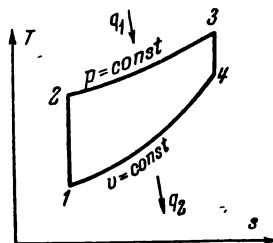
Цикл со смешанным подводом тепла состоит из двух адиабат, двух изохор и одной изобары (фиг. 9-5).

1-2 — адиабата сжатия воздуха; по адиабате 1-2 совершается отрицательная работа — сжатие воздуха; степень сжатия

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}.$$

2-3 — изохора подвода тепла (сгорание при постоянном объеме). Количество подводимого тепла

$$q'_1 = c_v(T_3 - T_2). \quad (9-18)$$



Фиг. 9-4. Цикл с изобарным подводом тепла в sT -диаграмме.

Вводим новое понятие: степень повышения давления, обозначая ее буквой λ :

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}. \quad (9-19)$$

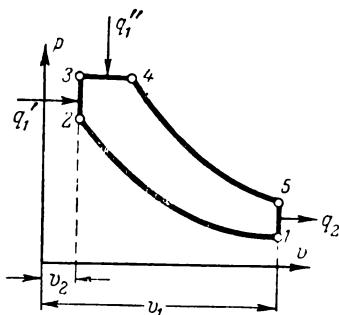
3-4—изобара с подводом тепла в цилиндр двигателя при перемещении поршня вправо. Степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{v_4}{v_3} = \frac{T_4}{T_3}. \quad (9-20)$$

По изобаре 3-4 совершается положительная работа расширения газа.

Количество тепла, подводимое по изобаре 3-4, равно:

$$q_1'' = c_p(T_4 - T_3). \quad (9-21)$$



Фиг. 9-5. Цикл со смешанным подводом тепла в $p\text{-}v$ -диаграмме.

4-5—адиабата расширения газа. По адиабате расширения газа также совершается положительная работа расширения.

5-1—изохора отвода тепла в окружающую среду:

$$q_2 = c_v(T_5 - T_1). \quad (9-22)$$

Выражение для η_t согласно уравнениям (9-18), (9-21) и (9-22) будет иметь вид

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{q_1' + q_1'' - q_2}{q_1' + q_1''} = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''} = \\ &= 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_2 + k(T_4 - T_3)}. \end{aligned} \quad (9-23)$$

Выразим все температуры через T_1 . Из уравнения адиабаты 1-2 получим:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = e^{k-1},$$

т. е.

$$T_2 = T_1 e^{k-1}. \quad (9-24)$$

Из уравнения изохоры 2-3

$$\begin{aligned} \frac{T_3}{T_2} &= \frac{p_3}{p_2} = \lambda; \\ T_3 &= T_2 \lambda = T_1 e^{k-1} \lambda; \\ T_3 &= T_1 e^{k-1} \lambda. \end{aligned} \quad (9-25)$$

Из уравнения изобары 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho; \quad T_4 = T_3 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho; \\ T_4 = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho. \quad (9-26)$$

Из уравнения адиабаты 4-5

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^{k-1}; \\ \frac{v_4}{v_3} = \frac{v_4}{v_2} = \rho; \quad v_4 = v_2 \rho; \\ \frac{v_1}{v_2} = \varepsilon; \quad v_1 = v_2 \varepsilon.$$

Подставляя в общее выражение η_t , получим:

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_2 \rho}{v_2 \varepsilon} \right)^{k-1} = \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}},$$

откуда

$$T_5 = T_4 \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho \rho^{k-1}; \\ T_5 = T_1 \lambda \rho^k. \quad (9-27)$$

Подставляя значения температур из уравнений (9-24), (9-25), (9-26) и (9-27) в уравнение (9-23), получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_2 + k(T_4 - T_3)} = \\ = 1 - \frac{T_1 \lambda \rho^k - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1} + k(T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho - T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda)}.$$

Сокращая на T_1 , окончательно получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k(\rho - 1)}. \quad (9-28)$$

К. п. д. смешанного цикла увеличивается с увеличением ε и λ .

Цикл со смешанным подводом тепла имеет обобщающее значение. В частных случаях этот цикл переходит в циклы с изохорным и изобарным подводом тепла.

В цикле с подводом тепла по изобаре $\lambda = 1$. Подставляя $\lambda = 1$ в выражение (9-28) для термического к. п. д. цикла со смешанным подводом тепла, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} \frac{k(\rho - 1)}{k(\rho - 1)}}.$$

что совпадает с уравнением (9-17) для термического к. п. д. цикла с подводом тепла по изобаре.

В цикле с подводом тепла по изохоре $\rho = 1$. Подставляя $\rho = 1$ в выражение (9-28) для термического к. п. д. смешанного цикла, получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)} = \\ = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \frac{\lambda - 1}{\lambda - 1 + k \lambda (1 - 1)} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}},$$

т. е. находим уравнение для термического к. п. д. цикла с подводом тепла по изохоре.

Задача 9-1. Рассчитать цикл с изобарным подводом тепла. Рабочее тело имеет начальное давление 1 ата и температуру 15° С, степень сжатия $\epsilon = 14$. Показатель адиабаты сжатия $k_c = 1,35$, показатель адиабаты расширения $k_p = 1,3$ и газовая постоянная $R = 29,3 \text{ кгм}/\text{кг град}$.

Количество подводимого тепла по изобаре на 1 кг рабочего тела 495,6 ккал.

Решение. Найдем температуру T_2 из уравнения адиабаты

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k_c - 1} = 14^{0,35} = 2,52,$$

отсюда

$$T_2 = T_1 \cdot 14^{0,35} = 288 \cdot 2,52 = 725^\circ \text{ К}.$$

Начальный объем из уравнения состояния

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad v_1 = \frac{29,3 \cdot 288}{10000} = 0,843 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление в конце процесса сжатия

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k_c} = 14^{1,35} = 35,21,$$

и отсюда

$$p_2 = 35,21 \cdot 1 = 35,21 \text{ ата}.$$

Объем в конце процесса сжатия

$$v_2 = \frac{v_1}{14} = \frac{0,84312}{14} = 0,0602 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температура T_3 может быть определена из уравнения для количества тепла, подведенного по изобаре 2—3:

$$q_{2-3} = c_p (T_3 - T_2); \quad T_3 = \frac{q_{2-3}}{c_p} + T_2;$$

Теплоемкость рабочего тела после сгорания

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR = \frac{1,3}{0,3} \cdot \frac{29,3}{427} = 4,333 \cdot 0,0686 = 0,2973 \text{ ккал}/\text{кг град}.$$

$$T_3 = \frac{495,6}{0,2973} + 725 = 2392^\circ \text{ К}.$$

Давление

$$p_3 = p_2 = 35,21 \text{ ата}.$$

Степень предварительного расширения

$$\varrho = \frac{T_3}{T_2} = \frac{2392}{725} = 3,3,$$

отсюда

$$v_3 = \rho v_2 = 0,0602 \cdot 3,3 = 0,198 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление рабочего тела в конце процесса адиабатного расширения определяется из уравнения адиабаты

$$\frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k_p}; \quad p_4 = \frac{p_3}{\left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k_p}},$$

где

$$\left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k_p} = \left(\frac{v_1}{v_3} \right)^{k_p} = \left(\frac{0,843}{0,193} \right)^{1,3} = 4,26^{1,3} = 6,58,$$

отсюда

$$T_4 = \frac{35,21}{6,58} = 5,35 \text{ атм.}$$

Температура T_4 соответственно определяется из уравнения

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k_p - 1} = \frac{4,26^{1,3}}{4,26} = \frac{6,58}{4,26} = 1,55;$$

таким образом,

$$T_4 = \frac{T_3}{1,55} = \frac{2392}{1,55} = 1541^\circ \text{К.}$$

Определение работы за цикл

$$I_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{1}{0,35} (1 \cdot 10^4 \cdot 0,843 - 35,21 \cdot 10^4 \cdot 0,0602) = \\ = \frac{1}{0,35} (8430 - 21200) = \frac{1}{0,35} (-12770) = -33600 \text{ кгм/кг;}$$

$$I_{2-3} = p(v_3 - v_2) = 35,21 \cdot 10^4 (0,198 - 0,0602) = 48500 \text{ кгм/кг;}$$

$$I_{3-4} = \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_4 v_4) = \frac{1}{1,3-1} (35,21 \cdot 10^4 \cdot 0,198 - 5,35 \cdot 10^4 \cdot 0,843) = \\ = \frac{1}{0,3} (69740 - 45190) = 82090 \text{ кгм/кг.}$$

Общая работа за цикл

$$I = 82090 + 48500 - 33600 = 96990 \text{ кгм/кг.}$$

Поскольку у адиабат $I-2$ и $3-4$ различны показатели адиабат, то тем самым теплоемкости в процессах цикла также различны. Поэтому для расчета термического к. п. д. цикла нельзя пользоваться уравнением (9-17). В этом случае η_t удобно вычислять из основного уравнения для термического к. п. д. циклов

$$\eta_t = \frac{A_l}{q_{2-3}} = \frac{96990}{42/495,6} = 0,458.$$

Задача 9-2. Рассчитать цикл с подводом тепла по изохоре. Рабочее тело — воздух имеет начальную температуру 20°С и давление 1 атм. Сжатие воздуха по адиабате повышает давление до 6 атм. При подводе тепла по

изохоре давление повышается до 20 атм. Определить параметры воздуха во всех точках, работу по процессам, количество подводимого и отводимого тепла и термический к. п. д. цикла.

Задача 9-3. Рассчитать цикл с подводом тепла по изохоре при $t_1 = 27^\circ\text{C}$, $p_1 = 1 \text{ атм}$, $\epsilon = 6$, $\lambda = 1,5$, рабочее тело — воздух.

Задача 9-4. Рассчитать цикл с подводом тепла по изобаре, рабочее тело — воздух. Начальные параметры $p_1 = 1 \text{ атм}$, $t_1 = 70^\circ\text{C}$; $\epsilon = 12$, $k = 1,4$, количество тепла, подводимого по изобаре, 150 ккал/кг.

Задача 9-5. Построить кривую изменения термического к. п. д. цикла с подводом тепла по изобаре в зависимости от изменения k (1,3; 1,35; 1,4), считая $\epsilon = 15$ и $\rho = 1,5$.

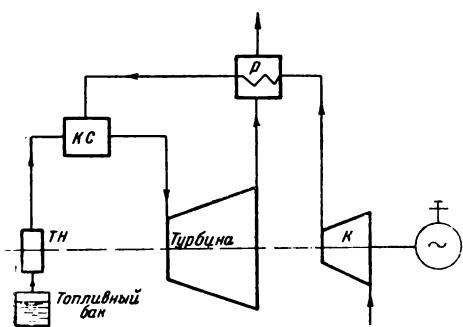
Задача 9-6. Рассчитать смешанный цикл. Рабочее тело — воздух — имеет $p_1 = 1 \text{ атм}$ и $t_1 = 47^\circ\text{C}$, $\epsilon = 10$, $\lambda = 1,5$, $\rho = 1,8$, $k = 1,4$.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

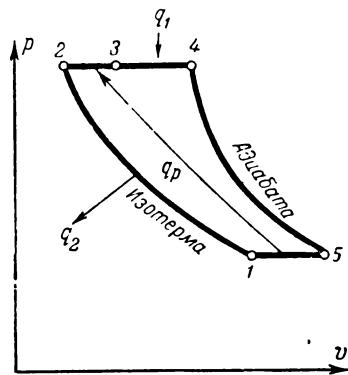
ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ

10-1. ПОНЯТИЕ О ГАЗОВОЙ ТУРБИНЕ

Современная паротурбинная установка состоит из парового котла со вспомогательным оборудованием и паровой турбины, которая приводит в действие электрический генератор, т. е. современная электроцентраль имеет два основных цеха: котельный и паротурбинный.



Фиг. 10-1. Схема газотурбинной установки с изобарным подводом тепла.



Фиг. 10-2. Цикл газовой турбины с изобарным подводом тепла и с регенерацией.

У газотурбинной установки нет котельного цеха, она имеет значительно меньшие размеры по сравнению с паротурбинной установкой и в ряде случаев обладает существенными преимуществами как перед паротурбинными установками, так и перед двигателями внутреннего сгорания поршневого типа.

В процессе развития газовых турбин, или, как их называют еще, турбин внутреннего сгорания, нашли наибольшее применение два теоретических цикла:

- 1) цикл с подводом тепла при постоянном давлении, и
- 2) цикл с подводом тепла при постоянном объеме.

Рассмотрим газовую турбину с подводом тепла при постоянном давлении (фиг. 10-1).

Воздух поступает в компрессор K , где изотермически или адиабатно сжимается. Далее воздух направляется в подогреватель, регенератор P , обогреваемый отходящими газами, выходящими из турбины, и в камеру сгорания KS , где используется для сжигания топлива, поступающего от топливного насоса TH или газового компрессора. Сгорание топлива происходит при постоянном давлении ($p = \text{const}$).

Продукты сгорания расширяются в сопловом аппарате и их кинетическая энергия превращается в работу на лопатках рабочего колеса турбины.

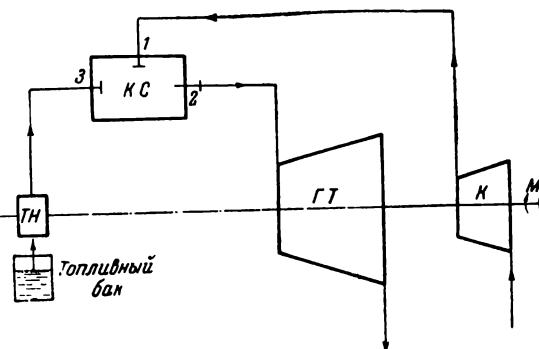
Развиваемая турбиной мощность в значительной части (примерно 70%) идет на привод компрессора, остаток же представляет полезную мощность агрегата.

На фиг. 10-2 представлен цикл такой газовой турбины в диаграмме $v-p$.

В этом цикле рабочее тело сжимается по изотерме $1-2$ при отводе количества тепла q_2 . Далее в изобарном процессе $2-3$ рабочему телу сообщается при постоянном давлении тепло q_p , отнятое ранее от газов, выходящих из турбины, в изобарном процессе $5-1$ (регенератор). В изобарном процессе $3-4$ рабочему телу сообщается количество тепла q_1 от источника высшей температуры (сгорание топлива), после чего происходит адиабатное расширение рабочего тела $4-5$. Далее в регенераторе выходящие из турбины газы отдают тепло q_p при $p = \text{const}$ в процессе $5-1$. Этот замкнутый обратимый теоретический цикл соответствует схеме, представленной на фиг. 10-1.

На фиг. 10-3 изображена схема газотурбинной установки с подводом тепла при постоянном объеме $v = \text{const}$.

Воздух сжимается в компрессоре K . Сжатый воздух направляется в камеру сгорания KS . После того как рабочая смесь заполнила камеру сгорания KS и закрылись клапаны 1 и 3 , происходит воспламенение, например от электрической свечи.



Фиг. 10-3. Схема газотурбинной установки с изохорным подводом тепла.

При сгорании топлива увеличивается давление газов в камере сгорания. Клапан 2 открывается, и газы через сопла турбины ГТ поступают на лопатки ее рабочего колеса. Во время этого процесса давление в камере сгорания постепенно понижается, чем и отличается процесс газовой турбины с сообщением тепла при постоянном объеме от описанного выше процесса, происходящего при постоянном давлении. Как только давление в камере сгорания понизится до давления, поддерживаемого компрессором K в трубопроводе, ведущем к клапану 1, открывается этот последний, а также клапан 3, через которые соответственно и происходит новый заряд воздухом и горючим.

Продукты сгорания по выходе из турбины могут, как и в первом случае, проходить через регенератор (не показанный на схеме фиг. 10-3). Далее цикл повторяется.

10-2. ЦИКЛ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ С ПОДВОДОМ ТЕПЛА ПО ИЗОБАРЕ

($p = \text{const}$)

Рассмотрим простейший идеальный цикл этой турбины без регенерации с адиабатным сжатием (фиг. 10-4).

В этом случае в диаграмме vp (фиг. 10-4) подвод тепла от верхнего источника соответствует изобаре 2—3. Линия 1—2 представляет собой адиабату сжатия. В процессе 4—1, который замыкает цикл, происходит отнятие тепла q_2 при $p = \text{const}$.

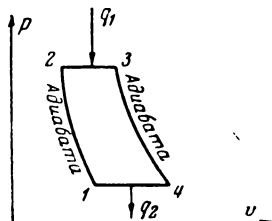
Итак, весь цикл состоит из следующих процессов:

- 1—2—адиабата сжатия,
- 2—3—изобара (подвод тепла q_1),
- 3—4—адиабата расширения,
- 4—1—изобара (отвод тепла q_2).

Фиг. 10-4. Цикл газовой турбины с подводом тепла по изобаре.

Как это следует из вида термодинамических процессов, образующих цикл, выражение для термического к. п. д. цикла газовой турбины с подводом тепла по изобаре будет иметь следующий вид:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{c_p(T_3 - T_2) - c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = \\ = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_3} \left(\frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \right), \quad (10-1)$$



отсюда

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4},$$

или

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}. \quad (10-2)$$

Из уравнений (10-1) и (10-2) имеем:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2}. \quad (10-3)$$

Если воспользоваться известным термином „степень сжатия“ $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$, то можно выразить отношение $\frac{T_1}{T_2}$ через ϵ следующим образом:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}.$$

Итак, окончательно

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (10-4)$$

Таким образом, термический к. п. д. газовой турбины с подводом тепла при $p = \text{const}$ равен термическому к. п. д. цикла двигателя внутреннего сгорания поршневого типа с изохорным подводом тепла при той же степени сжатия ϵ .

Как видно из уравнения (10-4), η_t идеального цикла газовой турбины при $p = \text{const}$ без регенерации и с адиабатным сжатием не зависит от температур, между которыми совершается цикл, и является функцией степени повышения давления в компрессоре $\frac{P_2}{P_1}$ и показателя адиабаты k .

10-3. ВЫВОД ТЕРМИЧЕСКОГО К. П. Д. ЦИКЛА ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ С ПОДВОДОМ ТЕПЛА ПРИ $p = \text{const}$ И С РЕГЕНЕРАЦИЕЙ

Найдем аналитически термический к. п. д. идеального цикла газовой турбины с изотермическим сжатием при наличии регенерации и с изобарным подводом тепла (фиг. 10-2).

Поскольку в цикле имеется регенерация, то извне подводится тепло лишь в процессе 3—4 и отводится только в изотермическом процессе 1—2.

Тепло, подведенное в цикле на участке 3—4,

$$q_1 = c_p(T_4 - T_3).$$

По условию идеальной регенерации $T_3 = T_5$ и тем самым

$$q_1 = c_p(T_4 - T_5). \quad (10-5)$$

Количество отведенного тепла в процессе изотермического сжатия равно:

$$q_2 = ART_1 \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (10-6)$$

отсюда термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{q_1 - ART_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{q_1} = 1 - \frac{ART_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{q_1}. \quad (10-7)$$

Преобразуем отношение $\frac{p_2}{p_1}$. Так как $p_1 = p_5$ и $p_2 = p_4$, то из адиабаты 4—5 имеем:

$$\frac{p_4}{p_5} = \left(\frac{T_4}{T_5} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Известно, что $c_v = \frac{AR}{k-1}$ и $c_p = kc_v$, следовательно,

$$AR = \frac{c_p(k-1)}{k},$$

поэтому

$$\begin{aligned} ART_1 \ln \frac{p_2}{p_1} &= ART_1 \ln \frac{p_4}{p_5} = ART_1 \ln \left(\frac{T_4}{T_5} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \\ &= \frac{c_p(k-1)}{k} T_1 \frac{k}{k-1} \ln \frac{T_4}{T_5} = c_p T_1 \ln \frac{T_4}{T_5}. \end{aligned}$$

Так как

$$q_1 = c_p(T_4 - T_5),$$

то отсюда

$$T_4 = T_5 + \frac{q_1}{c_p}; \quad \frac{T_4}{T_5} = 1 + \frac{q_1}{c_p T_5},$$

и поэтому

$$ART_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p T_1 \ln \left(1 + \frac{q_1}{c_p T_5} \right).$$

Следовательно, уравнение (10-7) примет окончательный вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p T_1 \ln \left(1 + \frac{q_1}{c_p T_5} \right)}{q_1}. \quad (10-8)$$

Регенерация тепла является эффективным средством повышения экономичности газотурбинной установки.

Изобразим цикл газотурбинной установки в sT -диаграмме.

Диаграмма в координатах sT позволяет весьма наглядно показать экономичность цикла, провести сравнение с другими циклами, в том числе с циклами поршневых двигателей внутреннего сгорания. Перенесем цикл из vP -диаграммы (фиг. 10-2) в диаграмму sT , причем примем, что сжатие происходит по изотерме и имеется регенератор. Такой цикл в координатах sT изображен на фиг. 10-5.

Рабочее тело по изотерме $I-2$ сжимается при отводе соответствующего работе сжатия количества тепла q_2 , далее оно в регенераторе нагревается теплом q_p , отнятым в процессе охлаждения газов, выходящих из турбины.

По изобаре 3—4 происходит сообщение тепла q_1 от источника высшей температуры. В процессе 4—5 происходит адиабатное расширение рабочего тела; процесс 5—1—изобарный с отнятием тепла q_p (в регенераторе).

Фиг. 10-5. Цикл газовой турбины с изобарным подводом тепла в sT -диаграмме.

По условию в идеальном цикле количество тепла, отнятого от рабочего тела в регенераторе, возвращается ему без потерь, и температура в точке 5 равна температуре в точке регенеративного подогрева 3 ($T_5 = T_3$).

В действительных процессах этого достичь невозможно и тогда приходится говорить о степени регенерации, под которой понимают отношение

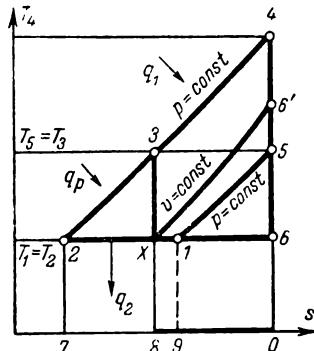
$$\sigma = \frac{T_3 - T_2}{T_5 - T_2} < 1,0.$$

При идеальной регенерации $\sigma = 1.0$. В этом случае, имеющем место в sT -диаграмме фиг. 10-5, площадь $7-2-3-8$ (регенеративный подогрев) равна площади $9-1-5-0$ (тепло регенеративного охлаждения газов). Ввиду равенства площадей $7-2-3-8$ и $9-1-5-0$ циклу условно можно придать вид фигуры $X-3-4-6$, причем отрезок $X-6$ равен отрезку $2-1$.

Количество тепла, передшедшего в работу в цикле, изменяется площадкой $1-2-4-5-1$, равной площади $X-3-4-6$, вследствие равенства площадей $2-3-X$ и $1-5-6$.

Термический коэффициент полезного действия получится

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } X - 3 - 4 - 6 - X}{\text{пл. } 8 - 3 - 4 - 0 - 8} .$$



Фиг. 10-5. Цикл газовой турбины с изобарным подводом тепла в sT -диаграмме.

Работа расширения в цикле измеряется площадью 6—2—3—4—5—9, сжатия — площадью 6—2—1—5—9. Полезная работа $l = \text{пл. } 6—2—3—4—5—9 - \text{пл. } 6—2—1—5—9 = \text{пл. } 2—3—4—5—1$. Термический к. п. д. цикла представляет собой отношение полезной работы (в единицах тепла) $q_1 - q_2$ ко всему подведенному теплу q_1 , причем

$$q_2 = ART_1 \ln \frac{v_1}{v_2},$$

т. е.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{ART_1 \ln \frac{v_1}{v_2}}{q_1}. \quad (10-14)$$

Отношение $\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}$ есть степень сжатия ϵ . Заменим величину

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_1}.$$

По изохоре 3—4

$$\frac{p_3}{p_4} = \frac{T_3}{T_4} = \frac{T_5}{T_4}.$$

По адиабате 4—5

$$\frac{p_4}{p_5} = \left(\frac{T_4}{T_5} \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Перемножением последних выражений получим:

$$\frac{p_3}{p_5} = \left(\frac{T_4}{T_5} \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Принимая во внимание, что $AR = c_v(k-1)$ и из уравнения тепла для изохорного процесса

$$T_4 = T_5 + \frac{q_1}{c_v},$$

имеем:

$$ART_1 \ln \frac{v_1}{v_2} = c_v(k-1)T_1 \ln \left(\frac{T_4}{T_5} \right)^{\frac{1}{k-1}} = c_v T_1 \ln \left(1 + \frac{q_1}{c_v T_5} \right).$$

Отсюда выражение (10-14) для термического к. п. д. примет вид

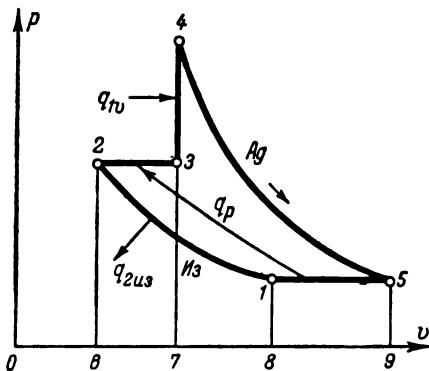
$$\eta_t = 1 - \frac{c_v T_1 \ln \left(1 + \frac{q_1}{c_v T_5} \right)}{q_1}. \quad (10-15)$$

Термический к. п. д. для цикла при $v = \text{const}$ выражается величиной, подобной полученной для цикла при $p = \text{const}$, но

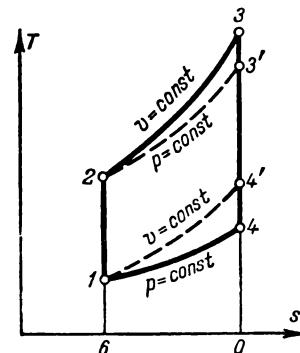
с заменой c_p на c_v . Нетрудно видеть, что термический к. п. д. цикла с подводом тепла при $v = \text{const}$ выше, чем соответствующий к. п. д. цикла с подводом тепла при $p = \text{const}$.

Экономичность рассматриваемого цикла особенно наглядно может быть изучена в диаграмме sT . При этом может быть сделано удобное сравнение этого цикла с циклами поршневых двигателей внутреннего сгорания.

Перенос упрощенного цикла газовой турбины с изохорным подводом тепла, с адиабатным сжатием и при отсутствии реге-



Фиг. 10-7. Схема газотурбинной установки с изохорным подводом тепла и с регенерацией.



Фиг. 10-8. Перенос цикла газовой турбины с изохорным подводом тепла в диаграмму sT .

нерации из vp -диаграммы (фиг. 10-6) в sT -диаграмму показан на фиг. 10-8. В этой диаграмме цикл изображается контуром $1—2—3—4$.

Нанесем вспомогательные кривые: изобару $2—3'$ и изохору $4—1$.

Легко видеть, что термический к. п. д. цикла $1—2—3—4$ газовой турбины с изохорным подводом тепла выше, чем термический к. п. д. цикла $1—2—3'—4$ с изобарным подводом тепла, так как изобара $2—3'$ проходит ниже изохоры $2—3$, нижняя же изобара $4—1$ в обоих случаях одна и та же.

Также видно, что термический к. п. д. цикла $1—2—3—4$ газовой турбины с изохорным подводом тепла выше, чем к. п. д. циклов двигателей внутреннего сгорания (поршневого типа) $1—2—3—4'$ (с изохорным подводом тепла) или $1—2—3'—4'$ (с изобарным подводом тепла), так как в этом случае изобара $4—1$ заменяется изохорой $4'—1$, что уменьшает площадь полезной работы при той же степени сжатия (особенно в цикле $1—2—3—4'$).

Для цикла $1—2—3—4—5$ с изотермическим сжатием и регенерацией перенос диаграммы из vp -координат (фиг. 10-7) в sT -коор-

динаты показан на фиг. 10-9. Согласно сказанному в § 52 полезная площадь $1-2-3-4-5$ для этого цикла может быть заменена площадью $X-3-4-6$ вследствие равенства площадей фигур $7-2-3-8$ и $9-1-5-0$, представляющих одно и то же тепло регенерации. Термический к. п. д. цикла представится отношением площадей:

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } X-3-4-6}{\text{пл. } 8-3-4-0}.$$

Нанося соответственно изобару $2-4'$ и изохору $1-5'$, легко убедиться, что при прочих равных условиях рассматриваемый цикл газовой турбины с изохорным подводом тепла имеет более

высокий термический к. п. д., чем цикл с изобарным подводом тепла, так как площадь полезной работы $X-3-4'-5-1$ меньше площади $X-3-4-5-1$. Термический к. п. д. цикла газовой турбины с подводом тепла при $v = \text{const}$ выше к. п. д. циклов двигателей внутреннего сгорания поршневого типа с подводом тепла по изохоре или по изобаре, так как в этих последних линия $1-6$ должна быть заменена изохорой $1-5$.

Из сравнения фиг. 10-9 и 10-8, следует, что значительное увеличение термических к. п. д. циклов газовых турбин того и другого рода связано с регенерацией, ибо в последнем случае выигрывается дополнительная полезная работа, эквивалентная площади $1-5-6$.

10-6. ЭКОНОМИЧНОСТЬ ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫХ ЦИКЛОВ ГАЗОВЫХ ТУРБИН И БУДУЩЕЕ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Предыдущее рассмотрение циклов газовых турбин привело к установлению того факта, что идеальные циклы газовых турбин, в особенности с регенерацией, в отношении термического к. п. д. значительно превосходят соответствующие циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания.

Таблица 10-1

Значения η_t для цикла газовой турбины с подводом тепла при $p = \text{const}$ с регенерацией тепла $T_1 = 300^\circ\text{K}$

$q_1, \text{kкал}/\text{кг}$	$T_3 = T_5, ^\circ\text{K}$	$T_4, ^\circ\text{K}$	$p_4, \text{ама}$	η_t
100	400	814	12,0	0,483
250	400	1 020	27,0	0,549

Таблица 10-2

Значения η_t для цикла газовой турбины с подводом тепла при $v = \text{const}$ с регенерацией тепла $T_1 = 300^\circ\text{K}$

$q_1, \text{kкал}/\text{кг}$	$T_b - T_3, ^\circ\text{K}$	$T_4, ^\circ\text{K}$	$p_4, \text{атм}$	η_t
100	400	978	23,0	0,536
250	400	1 266	50,5	0,604

В табл. 10-1 и 10-2 приведены подсчитанные по формулам (10-8) и (10-15) термические к. п. д. соответственных циклов, причем следует отметить, что полученные значения η_t соответствуют сравнительно низким температурам T_3 и T_4 .

При больших температурах T_3 и T_4 термические к. п. д. циклов газотурбинных установок всегда больше η_t циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания.

Цикл современной газовой турбины был известен очень давно, однако практическая его реализация, несмотря на обнадеживающие результаты, задержалась, так как приближение к идеальным к. п. д. оказалось связанным со значительными трудностями. Газотурбинные установки могут быть противопоставлены по экономичности хорошо разработанным паротурбинным установкам только при очень высоких температурах газа. Кроме того, требуется высокая экономичность агрегатов, осуществляющих цикл, и в первую очередь компрессора. Для последнего удовлетворительный к. п. д. получен только в самое последнее время.

Основным затруднением при осуществлении газовой турбины явилась необходимость применения специальных жароупорных материалов, допускающих работу лопаток с относительно высокой начальной температурой газов. В то время как в паровых турбинах начальная температура пара на лопатках при современных высоких параметрах пара достигает порядка 500 — 550°C , в газовых турбинах применяются температуры газа 600 — 800°C , а иногда и выше.

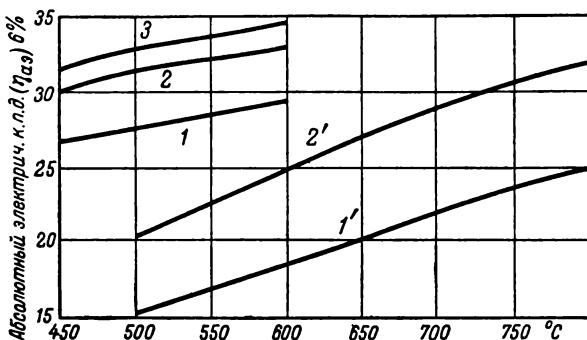
Сравнительные данные абсолютной экономичности для современных паротурбинных и газотурбинных установок представлены на графике фиг. 10-10, из которого видно, что газотурбинная установка может достаточно приблизиться по экономичности к современной паротурбинной установке с регенеративным подогревом питательной воды только при начальных температурах газа порядка 800°C .

Следует заметить, что перспективы освоения высоких начальных температур более благоприятны у газовых турбин, чем

у паровых. Для стационарных установок можно считать эксплуатационно надежной температуру 650°C .

В настоящее время в ряде стран установлено свыше 80 газотурбинных стационарных агрегатов для энергетических целей, работающих со сгоранием при постоянном давлении.

Одной из причин, почему для газовых турбин применяется главным образом цикл с подводом тепла при $p = \text{const}$, имеющий меньший термический к. п. д., является то обстоятельство, что



Фиг. 10-10. Кривые абсолютного электрического к. п. д. $\eta_{\text{э}}$ для паротурбинных и газотурбинных установок.

Паротурбинная установка (50 000 квт): 1—простая установка; 2—установка с регенеративным подогревом воды; 3—установка с регенеративным подогревом воды и промежуточным перегревом. Газотурбинная установка: 1'—простая установка; 2'—установка с регенерацией тепла.

при цикле с изохорным подводом тепла получаются более высокие температуры и давления и установка работает при больших термических и механических нагрузках.

Исключительно большое значение приобрели реактивные двигатели с газовыми турбинами в авиации во время второй мировой войны.

По сравнению с паровыми турбинами установки с газовыми турбинами имеют следующие преимущества:

1) отсутствие котельной установки с большим количеством вспомогательных устройств и сложной системой водоподготовки;

2) отсутствие конденсатора и значительное сокращение потребности в охлаждающей воде;

3) простота обслуживания;

4) быстрый пуск установки в ход;

По сравнению с поршневыми двигателями внутреннего сгорания газовые турбины обладают следующими преимуществами:

1) сокращение габаритов;

2) принципиальная возможность непосредственного использования твердого топлива;

3) общее преимущество ротационного двигателя перед поршнем;

4) меньшие расходы на эксплуатацию и ремонт.

Следует еще отметить, что газовые турбины теоретически допускают возможность дальнейшего повышения к. п. д. Поэтому можно рассчитывать, что в будущем газовые турбины по своим экономическим показателям выйдут на первое место среди других тепловых двигателей, превзойдя успехи, уже достигнутые паровыми турбинами и двигателями внутреннего сгорания.

Таким образом, в настоящий момент имеются все основания рассматривать газовую турбину как современный тепловой двигатель с широкими перспективами его использования в различных областях энергетики.

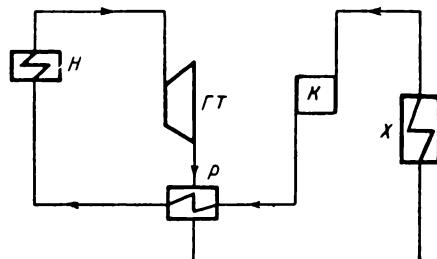
10-7. ОСОБЫЕ СХЕМЫ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Рассмотренные выше циклы газовых турбин имеют в действительных машинах характер разомкнутых циклов, так же как это имеет место для циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания.

Топливо в этих газовых турбинах сгорает в камерах сгорания, газы, пройдя установку, выбрасываются, и машина получает новый заряд топлива и воздуха.

В настоящее время имеется и другое решение рабочего процесса газовой турбины. Это — так называемый замкнутый цикл.

Принципиальная схема этой установки дана на фиг. 10-11, где H — нагреватель рабочего газа, снабженный топкой, подобной обычной топке парового котла. Нагретое рабочее тело (воздух или другой газ) из нагревателя поступает в газовую турбину GT , где, расширяясь, совершает работу. После турбины рабочее тело в регенераторе P отдает свое тепло тому же рабочему телу, идущему от компрессора K . После регенератора рабочее тело поступает в холодильник X , откуда возвращается в компрессор и вновь проделывает описанный цикл. Цикл, таким образом, — замкнутый. Нагреватель, в котором совершается передача тепла, представляет собой теплообменник поверхности типа. Описанный цикл напоминает цикл паровой турбины, причем паровой котел заменен нагревателем, аналогичным котлу.



Фиг. 10-11. Замкнутый цикл газотурбинной установки.

Благодаря замкнутой циркуляции рабочего тела в системе величины давлений, между которыми совершается цикл, могут быть подняты без изменения необходимого соотношения этих давлений. Это позволяет повысить плотность рабочего тела в системе и тем самым увеличить его весовой расход и повысить мощность турбины и компрессора при заданных проходных сечениях, либо уменьшить габариты машин.

Основными практическими преимуществами такой схемы являются возможность применения твердого топлива (в топке нагревателя H) и получение больших мощностей в одном агрегате.

Самый процесс работы такой газовой турбины происходит по циклу с изобарным подводом тепла и ничем не отличается от рассмотренного выше цикла фиг. 10-5. Термодинамический анализ этого цикла не претерпевает какого-либо изменения от того, что здесь круговой процесс физически замкнут.

В 1939 г. была построена по описанной схеме опытная установка на 2 000 квт. Испытание этой установки дало при полной эффективной нагрузке к. п. д. на муфте 31,6 %. Температура рабочего тела (воздуха) при входе в турбину была 686,5°С, давление 24,3 ата.

Так как термический к. п. д. цикла не зависит от абсолютной величины давлений рабочего тела, но определяется отношением давлений цикла, то для регулирования мощности в описываемой системе изменяются абсолютные давления газа при постоянстве их отношения, что дает устойчивость величины к. п. д. при изменении нагрузки.

Вследствие повышенного давления вступающего в регенератор воздуха и соответственного увеличения коэффициента теплопередачи регенератор в установках с замкнутым циклом получается значительно меньших размеров, чем в установках с разомкнутым циклом.

Поверхность воздушного нагревателя H получается соразмерной с поверхностью нагрева парового котла при одинаковой мощности и экономичности паросиловой установки и установки с газовой турбиной. Поверхность холодильника X получается больше поверхности конденсатора паровой установки.

Общий вес рассматриваемой газотурбинной установки замкнутого цикла примерно на 15 % меньше веса соответственной паровой установки высокого давления.

10-8. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ АВИАЦИОННЫХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Пропеллер самолета создает силу тяги вследствие ускоряющего им течения воздуха.

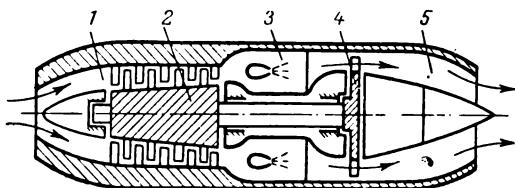
Но силу тяги можно получить также за счет реакции струи газа, вытекающей с большой скоростью из сопла, расположенного

ного в хвостовой части самолета. Если движение происходит под влиянием силы прямой реакции вытекающей струи газа, то такое движение принято называть „реактивным“.

На реактивных самолетах за последнее время в качестве генератора газа нашла себе применение газотурбинная установка.

Схема такой установки показана на фиг. 10-12.

Диффузор 1 превращает скоростной напор набегающего воздуха в давление перед компрессором, компрессор 2 сжимает воздух и подает его в камеру сгорания 3, в которой установлены форсунки, распыливающие керосин; пройдя газовую тур-



Фиг. 10-12. Схема турбореактивного двигателя.

бину, приводящую в действие компрессор, продукты сгорания расширяются далее в сопле 5, создавая реактивную тягу самолета (без винта). Степень повышения давления в компрессоре около трех, а степень понижения давления в турбине около двух, следовательно, на реактивное сопло остается понижение давления примерно в 1,5 раза.

Назначение газовой турбины в описываемой реактивной установке вспомогательное — привод компрессора.

В авиации применяются главным образом одноступенчатые турбины. Несмотря на то, что они имеют пониженный к. п. д. против многоступенчатых турбин, они являются более компактными и имеют меньший вес. Одноступенчатые турбины позволяют перед турбиной держать более повышенную температуру, чем многоступенчатые.

Задача 10-1. Сделать расчет цикла газовой турбины с изобарным подводом тепла и полной регенерацией тепла по следующим данным:

$$T_5 = T_3 = 400^\circ \text{K}; \quad T_2 = T_1 = 300^\circ \text{K};$$

$$p_1 = p_5 = 1 \text{ атм}; \quad q_1 = 100 \text{ ккал/кг}.$$

Построить цикл в $v-p$ -диаграмме. Теплоемкость принимать постоянной $c_p = 0,242 \text{ ккал/кг/град}$. Рабочее тело — воздух.

Решение. Определим параметры состояния в узловых точках цикла.
Точка 1

$$v_1 = \frac{29,27 \cdot 300}{10^4} = 0,878 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4

$$q_1 = c_p (T_4 - T_1);$$

$$T_3 = T_5 = 400^\circ \text{K};$$

$$T_4 = T_3 + \frac{q_1}{c_p} = 400 + \frac{100}{0,242} = 814^\circ \text{K};$$

$$\frac{p_4}{p_5} = \left(\frac{T_4}{T_5} \right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad p_4 = p_2 = 12 \text{ atm}.$$

Точка 2

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_4}; \quad v_2 = v_1 \frac{p_1}{p_2} = 0,878 \frac{1}{12} = 0,072 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Точка 3

$$p_3 = p_2 = 12 \text{ atm}; \quad \frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2} = \frac{400}{300}; \quad v_3 = v_2 \frac{400}{300} = 0,098 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Дополнительно определяем:

$$v_4 = v_3 \frac{T_4}{T_3} = 0,98 \frac{814}{400} = 0,2 \text{ m}^3/\text{kg};$$

$$v_5 = v_1 \frac{T_5}{T_1} = 0,878 \frac{400}{300} = 1,17 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

После нанесения найденных точек можно вычертить цикл в *турдиаграмме*.

Величина термического к. п. д. подсчитывается по уравнению (10-8) и приведена в табл. 10-1.

Задача 10-2. Рассчитать цикл газовой турбины с изобарным подводом тепла без регенерации при адиабатном сжатии.

Рабочее тело — воздух, начальное давление $p_1 = 1,1 \text{ atm}$, $t_1 = 27^\circ \text{C}$, температура в конце сгорания по изобаре 600°C . Показатель адиабат $k = 1,4$.

Степень повышения давления

$$\lambda = \frac{p_2}{p_1} = 8.$$

Решение. Определим параметры состояния в узловых точках цикла

Точка 1

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,27 \cdot 300}{11\,000} = 0,798 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Точка 2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 8^{1,4} = 8^{0,286} = 1,82;$$

$$T_2 = 300 \cdot 1,82 = 546^\circ \text{K};$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \lambda; \quad p_2 = \lambda p_1 = 8,8 \text{ atm};$$

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{29,27 \cdot 546}{88\,000} = 0,182 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Точка 3

$$T_3 = 600 + 273 = 873^\circ \text{K};$$

$$p_2 = p_0 = 8,8 \text{ atm};$$

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}; \quad v_3 = v_2 \frac{T_3}{T_2} = 0,182 \frac{873}{546} = 0,182 \cdot 1,6 = 0,29 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Точка 4

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_4 = \frac{T_3}{\left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}};$$

$$\left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 8^{0,286} = 1,82;$$

$$T_4 = \frac{873}{1,82} = 479^{\circ} \text{ К.}$$

$$\frac{v_4}{v_1} = \frac{T_4}{T_1} = \frac{479}{300}; \quad v_4 = v_1 \frac{T_4}{T_1} = 0,798 \frac{479}{300} = 1,27 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Работа в адиабатном процессе сжатия 1—2

$$l_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{1}{1,4-1} (88000 \cdot 0,182 - 11000 \cdot 0,798) = 18095 \text{ кгм/кг.}$$

Работа в изобарном процессе расширения 2—3

$$l_{2-3} = 88000 (0,29 - 0,182) = 9505 \text{ кгм/кг.}$$

Работа в адиабатном процессе расширения

$$l_{3-4} = \frac{1}{k-1} (88000 \cdot 0,29 - 11000 \cdot 1,27) = 28875 \text{ кгм/кг.}$$

Работа в изобарном процессе сжатия 4—1

$$l_{4-1} = 11000 (1,27 - 0,798) = 5192 \text{ кгм/кг.}$$

Суммарная работа за цикл

$$l = (9505 + 28875) - (18095 + 5192) = 15093 \text{ кгм/кг.}$$

Определение количества подведенного тепла:

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR = \frac{1,4 \cdot 29,3}{0,4 \cdot 427} = 0,240 \text{ ккал/кг град,}$$

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = 0,24 (873 - 546) = 78,48 \text{ ккал/кг.}$$

Таким образом, термический к. п. д.

$$\eta_t = \frac{A_l}{q_1} = \frac{15093}{427 \cdot 78,48} = 0,451.$$

Задача 10-3. Построить кривую изменения термического к. п. д. цикла газовой турбины с изобарным подводом тепла и адиабатным сжатием для $\lambda = 1, 3, 5, 7$ и 9 .

Задача 10-4. Рассчитать цикл газовой турбины с изобарным подводом тепла и адиабатным сжатием для $\lambda = 10$, $p_1 = 1 \text{ atm}$, $t_1 = 17^{\circ} \text{ С}$, $t_2 = 727^{\circ} \text{ С}$. Рабочее тело — воздух.

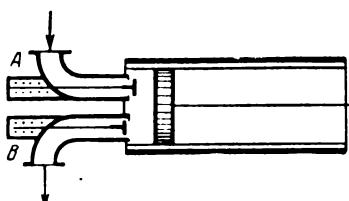
10-9. КОМПРЕССОРЫ

Машины, при помощи которых получают сжатый воздух или газ, называются компрессорами. Компрессоры широко применяются в технике.

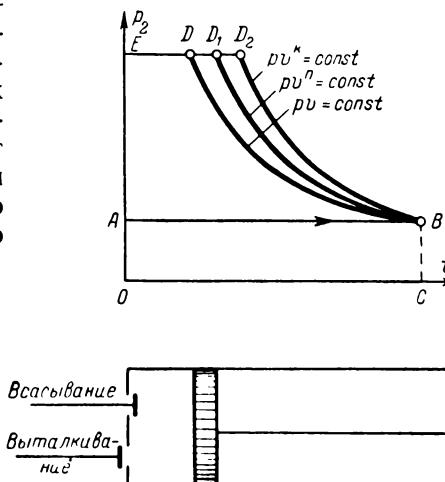
) А. М. Воронов

Торможение трамваев, поездов железнодорожного транспорта производится помошью воздуха, сжимаемого в компрессоре. Сжатый воздух от компрессоров подается в шахты для отбойных молотков, в доменные печи, широко применяется для пневмотранспорта и других технических надобностей народного хозяйства. Компрессоры приводятся в действие от тепловых двигателей, а также от электромоторов, т. е. компрессор представляет собой машину, не вырабатывающую энергию, а потребляющую ее. Поэтому понятно стремление проводить сжатие воздуха или газа в компрессоре по таким процессам, которые требуют минимальной затраты работы.

Компрессоры бывают поршневые и ротативные. Термодинамика процессов сжатия в компрессоре одинакова для любых типов компрессоров. Поскольку наиболее наглядно могут быть рассмотрены процессы в поршневых компрессорах, то далее речь будет идти лишь о поршневых компрессорах.



Фиг. 10-13. Схема поршневого компрессора.



Фиг. 10-14. График сжатия газа в компрессоре по политропам с различными показателями.

Компрессоры, в которых сжатие происходит в одном цилиндре, называются одноцилиндровыми. При сжатии газа последовательно в двух цилиндрах сжатие называется двухступенчатым.

На фиг. 10-13 приведена схема компрессора.

Работа компрессора заключается в следующем.

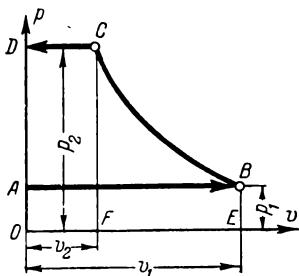
При перемещении поршня (фиг. 10-13) из левого положения в правое и открытому всасывающему клапану *A* газ наполняет цилиндр. По окончании хода всасывания закрывается всасывающий клапан. При обратном ходе поршня происходит сжатие воздуха с повышением его давления. По достижении некоторого определенного давления происходит открытие нагнетательного клапана *B*, и сжатый газ подается потребителю при дальнейшем движении поршня.

В диаграмме *pV* этот процесс может быть изображен так, как показано на фиг. 10-14.

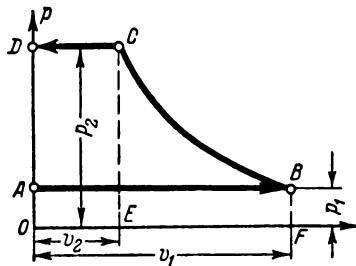
На линии AB (фиг. 10-14) происходит всасывание газа в цилиндр компрессора при открытом всасывающем клапане. Сжатие газа в компрессоре может происходить по изотермическому, адиабатному или политропному процессам, т. е. по кривым BD , или BD_1 , или BD_2 .

По линии DE , D_1E и D_2E происходит выталкивание газа потребителю при давлении p_2 .

Проведение сжатия по каждому из трех процессов BD , BD_1 и BD_2 даст различную затрату работы на получение сжатого газа. При сжатии по кривой BD (по изотерме) затрачивается минимальная работа. Отсюда следует, что сжатие по



Фиг. 10-15. График технической работы в $p\text{-v}$ -диаграмме при изотермическом сжатии.



Фиг. 10-16. График технической работы в $p\text{-v}$ -диаграмме при адиабатном сжатии в компрессоре.

изотерме — наивыгоднейшее. Но осуществление его весьма затруднительно, так как надо поддерживать низкую постоянную температуру газа во всем процессе сжатия в компрессоре, для чего потребовалось бы совершенное охлаждение газа.

Изотермическое сжатие в компрессоре. Кривая BC — изотерма (фиг. 10-15), уравнение изотермы $pv=\text{const}$.

AB — линия всасывания; работа всасывания определяется площадью $OABE = p_1 v_1$.

Работа в процессе сжатия определяется площадью $BCFE = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1}$.

Работа выталкивания определяется площадью $ODCF = p_2 v_2$.

При вычислении работы, потребной для получения сжатого газа в компрессоре, условимся считать работу сжатия положительной, а работу расширения отрицательной.

Работу всасывания обозначим через l_1 , работу сжатия через l_2 и работу выталкивания l_3 .

Теоретическая затрата работы состоит из трех частей:

$$l = l_1 + l_2 - l_3$$

или

$$l = p_1 v_2 + 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1} - p_1 v_1. \quad (10-16)$$

В изотермическом процессе

$$p_1 v_1 = p_2 v_2;$$

таким образом, выражение для работы сжатия в компрессоре по изотерме будет иметь вид:

$$l = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1}. \quad (10-17)$$

Адиабатное сжатие в компрессоре. Работа в процессе сжатия *BC* эквивалентна площади *BCEF* (фиг. 10-16) и, как известно, для адиабатного процесса равна:

$$l = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (10-18)$$

Работа выталкивания определяется площадью *CDOE*:

$$l = p_2 v_2.$$

Работа всасывания эквивалентна площади *OABF*:

$$l = p_1 v_1.$$

Работа адиабатного сжатия в компрессоре составит:

$$\begin{aligned} l &= p_2 v_2 + \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_1 v_1 = \\ &= \frac{p_2 v_2 (k-1) + p_2 v_2 - p_1 v_1 - (k-1) p_1 v_1}{k-1} = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \end{aligned} \quad (10-19)$$

Уравнение (10-19) можно выразить иначе. Из уравнения состояния известно, что

$$p_1 v_1 = R T_1 \text{ и } p_2 v_2 = R T_2.$$

Подставляя значения $p_1 v_1$ и $p_2 v_2$ в уравнение (10-19), получим:

$$l = \frac{k}{k-1} R (T_2 - T_1) \text{ кгм/кг.} \quad (10-20)$$

Политропное сжатие в компрессоре. Практически в компрессоре реальным процессом надо считать политропный, так как для уменьшения работы сжатия необходимо интенсивное охлаждение цилиндра.

Сжатие в охлаждаемом компрессоре обычно происходит по политропе с показателем $n = 1,2$ до 1,25.

Весь вывод уравнения политропной работы сжатия в компрессоре остается тем же самым, что и в адиабатном процессе,

но с заменой показателя адиабаты k на показатель политропы n : Таким образом, работа политропного сжатия в компрессоре будет.

$$l = \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1), \quad (10-21)$$

или

$$l = \frac{n}{n-1} R (T_2 - T_1). \quad (10-22)$$

Количество отводимого тепла в политропном процессе сжатия определяется по известному нам уравнению тепла;

$$q = c_{v,n-1} \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) \text{ ккал/кг.} \quad (10-23)$$

Если сжатие происходит в одном цилиндре, то степень увеличения давления обычно достигает лишь 6—8. Экономическое получение более высоких давлений в одной ступени затруднено наличием так называемого вредного пространства и сложностью охлаждения газа в процессе сжатия.

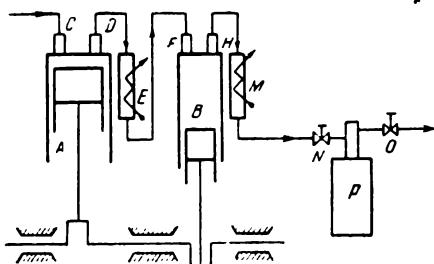
Для получения сжатого воздуха более высокого давления необходимо применение не одного цилиндра, а двух и более.

Двухступенчатое сжатие в компрессоре. Двухступенчатое сжатие состоит в том, что газ сжимается сначала в цилиндре низкого давления, а потом переходит в цилиндр высокого давления, где сжимается до более высоких давлений.

В тепловых установках двухступенчатое сжатие применяется в компрессорах двигателей, работающих по циклу с подводом тепла при $p = \text{const}$, где воздух сжимается для подачи в баллоны, из которых он расходуется на распыливание жидкого топлива, подаваемого топливным насосом в цилиндр двигателя, и на пуск двигателя.

На фиг. 10-17 изображена схема двухступенчатого сжатия в компрессоре: A — цилиндр первой ступени сжатия; B — цилиндр второй ступени сжатия; C — всасывающий клапан первой ступени сжатия; D — нагнетательный клапан первой ступени; E — первый холодильник; F — всасывающий клапан второй ступени сжатия; H — нагнетательный клапан второй ступени сжатия; M — второй холодильник; N — запорный вентиль; P — баллон для сжатого воздуха; O — запорный вентиль.

Газ (фиг. 10-17) засасывается в цилиндр A , на выходе из цилиндра A частично сжатый газ проходит через холодильник E ,



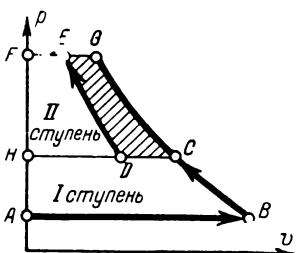
Фиг. 10-17. Двухступенчатое сжатие в компрессоре.

где он охлаждается. Затем газ поступает в цилиндр высокого давления B , где происходит дальнейшее сжатие до требуемого давления.

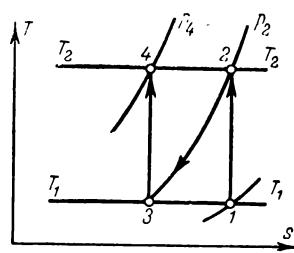
На фиг. 10-18 изображены процессы в двухступенчатом компрессоре в vP -диаграмме.

Газ (фиг. 10-18) после сжатия в первой ступени выталкивается по изобаре CH в первый холодильник, откуда по изобаре HD он всасывается во вторую ступень и подвергается сжатию.

Поскольку газ по выходе из первого цилиндра охлаждался, то на диаграмме vP состояние этого газа теперь определяется



Фиг. 10-18. vP -диаграмма двухступенчатого сжатия в компрессоре.



Фиг. 10-19. sT -диаграмма двухступенчатого адиабатного сжатия с промежуточным охлаждением.

точкой D . Двухступенчатое сжатие выгоднее одноступенчатого, так как охлажденный воздух при сжатии во второй ступени требует меньшей работы сжатия против одноступенчатого на заштрихованную площадку $CDEG$.

Графики процессов адиабатного сжатия в отдельных ступенях и охлаждения в холодильниках в диаграмме sT показаны на фиг. 10-19.

Сжатие в первой ступени происходит по адиабате $1 - 2$. По изобаре $2 - 3$ происходит процесс охлаждения воздуха в холодильнике. По адиабате $3 - 4$ происходит процесс адиабатного сжатия во второй ступени компрессора.

Отношение параметров при сжатии по адиабате: первая, ступень

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}};$$

вторая ступень

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{T_4}{T_3} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Так как по условию

$$p_3 = p_2; T_4 = T_2; T_3 = T_1,$$

то предыдущие равенства примут следующий вид:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_4}{p_3} = x,$$

или

$$x = \frac{p_2}{p_1}; x = \frac{p_4}{p_3}.$$

Перемножая левые и правые части уравнений, получим:

$$x^2 = \frac{p_4}{p_1},$$

откуда

$$x = \sqrt{\frac{p_4}{p_1}}, \quad (10-24)$$

где x — одинаковое для всех степеней отношение давлений.

Задача 10-5. Компрессор в час подает 300 м^3 воздуха, $p_1 = 1 \text{ атм}$, $p_2 = 7 \text{ атм}$, $t_1 = 17^\circ \text{C}$.

Определить температуры конца сжатия по изотерме, адиабате и политропе с показателем $n = 1,2$, а также объемы сжатого воздуха, работу и мощность, расходуемую на получение сжатого воздуха.

Решение. 1) Сжатие по изотерме

$$T_1 = T_2 = 290^\circ \text{K};$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1}; V_2 = V_1 \frac{p_1}{p_2} = \frac{300}{7} = 42,8 \text{ м}^3;$$

$$L = 2,303 \cdot p_1 V_1 \lg \frac{p_2}{p_1} = 2,303 \cdot 10000 \cdot 300 \cdot \lg 7 = 5332000 \text{ кгм};$$

$$N = \frac{L}{3600 \cdot 75} = \frac{5332000}{3600 \cdot 75} = 19,7 \text{ л. с.}$$

2) Сжатие по адиабате

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 7^{0,286} = 1,74;$$

$$T_2 = 290 \cdot 1,74 = 504,6^\circ \text{K};$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 7^{\frac{1}{1,4}} = 7^{0,714} = 4,01;$$

$$V_2 = \frac{V_1}{4,01} = \frac{300}{4,01} = 74,81 \text{ м}^3;$$

$$L = \frac{k}{k-1} (p_2 V_2 - p_1 V_1) = \frac{1,4}{1,4-1} (70000 \cdot 74,81 - 10000 \cdot 300) = 7830000 \text{ кгм};$$

$$N = \frac{7830000}{3600 \cdot 75} = 28,9 \text{ л. с.}$$

3) Политропное сжатие

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 7^{\frac{0,2}{1,2}} = 7^{0,166} = 1,38;$$

$$T_2 = 1,38 \cdot 290 = 400,2^\circ\text{K};$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 7^{\frac{1}{1,2}} = 7^{0,831} = 5,04;$$

$$V_2 = \frac{V_1}{5,04} = \frac{300}{5,04} = 59,3 \text{ м}^3;$$

$$L = \frac{n}{n-1} (p_2 V_2 - p_1 V_1) = \frac{1,2}{0,2} (70\,000 \cdot 59,3 - 10\,000 \cdot 300) = 6\,906\,000 \text{ кгм};$$

$$N = \frac{6\,906\,000}{270\,000} = 25,5 \text{ л. с.}$$

Задача 10-6. Компрессор в час всасывает 500 м³ воздуха при 1 ата и $t_1 = 17^\circ\text{C}$ и сжимает его изотермически до 9 ата. Определить затрачиваемую работу на компрессор, количество теплоты, подлежащее отводу, и затрачиваемую мощность в л. с.

Задача 10-7. Найти мощность компрессора и количество тепла, которое отдается холодильнику, если начальные параметры воздуха в компрессоре $p_1 = 0,9$ ата и $t_1 = 17^\circ\text{C}$, конечное давление 80 ата, сжатие трехступенчатое по адиабатам, количество подаваемого воздуха 250 кг/час.

Задача 10-8. Сжимаемый воздух в компрессоре имеет начальное давление $p_1 = 0,9$ ата и начальную температуру $t_1 = 27^\circ\text{C}$, конечное давление воздуха 7 ата и температура $t_2 = 87^\circ\text{C}$, мощность компрессора 20 л. с. Определить объем воздуха, подаваемого компрессором.

Задача 10-9. Расход воздуха 15 м³/час, начальное давление воздуха 1,2 ата, конечное давление 6 ата, отношение объемов конца сжатия воздуха к начальному объему 0,4 (степень наполнения). Конечная температура 130° С.

Определить: L , Q и N , если $k = 1,4$.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ ВОДЯНОЙ ПАР. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

11-1. ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ ПАРА

Пар может быть насыщенным и перегретым.

Насыщенным называется пар, находящийся в термодинамическом равновесии с жидкостью, в частности образующийся над кипящей жидкостью или конденсирующийся в жидкость. Пар, получающийся из кипящей воды в паровом кotle, всегда бывает более или менее влажным, содержащим мельчайшие частицы воды. Такой пар называется влажным насыщенным. Сухой насыщенный пар, не содержащий частиц воды, практически не может быть получен в устойчивом состоянии. Он может наблюдаться лишь в качестве мгновенного состояния, например при переходе влажного насыщенного пара в перегретый пар.

Отношение веса сухой части к общему весу влажного пара называется паросодержанием или степенью сухости и обозначается через x . Для сухого насыщенного пара $x = 1$, для кипящей жидкости $x = 0$. Разность $1 - x$ называется степенью влажности пара.

Кипящая жидкость и пар над ней имеют одну и ту же температуру, называемую температурой кипения или насыщения. Эта температура одинакова для сухого и влажного насыщенного пара. Основное свойство насыщенного пара состоит в том, что каждому давлению p соответствует вполне определенная температура кипения t_s , и обратно, т. е. между давлением и температурой кипения существует однозначная зависимость. Как известно, при нормальном атмосферном давлении (760 мм рт. ст.) температура кипения воды равна 100°С. С повышением давления температура кипения растет — сначала значительно, далее — все более замедленно. Приведем примеры для воды:

при $p, \text{ атм} \dots$	0,006	0,1	1,0	10,0	100
$t_s, ^\circ\text{C} \dots$	0	45,5	99,1	179,0	309,5

Из сказанного следует, что для насыщенного пара нельзя задавать давление и температуру, но лишь что-либо одно. Состояние насыщенного пара определяется: 1) давлением p и паросодержанием x или 2) температурой t и паросодержанием x .

Кипением называется процесс образования пузырьков пара по всему объему жидкости. До тех пор, пока температура жидкости ниже, чем температура кипения, соответствующая давлению, под которым находится жидкость, имеет место лишь поверхностное испарение. В этом случае над жидкостью находится смесь пара и какого-либо газа, например атмосферного воздуха, причем общее давление слагается из парциальных давлений пара и воздуха. При повышении температуры жидкости давление пара над ней растет. Испарение переходит в кипение, когда давление пара становится равным общему давлению, под которым находится жидкость.

Заметим, что вода имеет наибольшую плотность при 4°С, поэтому при нагревании воды от 0°С удельный объем ее сначала уменьшается, затем снова растет (при 8°С объем примерно такой же, как и при 0°С).

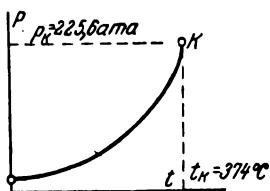
Наивысшая температура, при которой возможно существование жидкости (и процесс кипения), называется, как известно, критической температурой. Критическими называются также давление и удельный объем, соответствующие этой температуре. Критические параметры обозначаются t_k , p_k и v_k . Различие между жидкостью и паром уменьшается по

мере повышения температуры и при критической температуре исчезает, так что v_k — общий удельный объем жидкости и пара в критической точке.

Для воды параметры критической точки таковы: $t_k = 374,15^\circ\text{C}$ (приблизительно 374°C); $p_k = 225,65 \text{ ата}$ (приблизительно 226 ата); $v_k = 0,0031 \text{ м}^3/\text{кг}$ (по М. П. Вукаловичу) или $0,0033 \text{ м}^3/\text{кг}$ (по ВТИ) (приблизительно $0,003 \text{ м}^3/\text{кг}$).

Для ртути $t_k = 1460^\circ\text{C}$ и $p_k = 1077 \text{ ата}$.

На фиг. 11-1 дан график зависимости давления кипения (или испарения) воды от температуры в пределах от 0°C до критической температуры t_k .



Фиг. 11-1. График зависимости давления кипения (или испарения) воды от температуры.

При подводе тепла к влажному насыщенному пару с постоянным давлением происходит подсушивание пара; температура остается неизменной. Если же сухой насыщенный пар подвергнуть дополнительному обогреву при том же давлении, то температура начнет повышаться, и мы получим перегретый пар. Перегретый пар — это пар, имеющий более высокую температуру, чем насыщенный пар того же давления. Разность между температурой перегретого пара t и температурой насыщенного пара t_s называется величиной или степенью перегрева (короче — перегревом). В процессе перегревания увеличивается и удельный объем пара. Перегретому пару можно дать и другое определение: это такой пар, у которого давление ниже, чем у насыщенного при той же температуре. Иногда перегретый пар называют ненасыщенным.

Состояние перегретого пара характеризуется давлением p и температурой $t (> t_s)$. Перегретый пар можно рассматривать как реальный газ. Чем ниже давление перегретого пара и чем выше его температура, тем он дальше от состояния жидкости и ближе по своим свойствам к идеальному газу H_2O с молекулярным весом $\mu = 18,016$ (приблизительно 18). Иногда перегретый пар называют газом при температуре выше критической.

Таким образом, пар может иметь температуру, равную температуре кипения при данном давлении (насыщенный пар, сухой или влажный) или выше температуры кипения (перегретый пар). При некоторых условиях возможно весьма кратковременное неустойчивое состояние пара, когда его температура ниже температуры кипения; такой пар называется переохлажденным (или пересыщенным).

В дальнейшем мы будем рассматривать свойства насыщенного и перегретого водяного пара как рабочего тела паросиловых установок (с паровыми машинами и турбинами).

11-2. УДЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Удельный объем жидкой воды при 0°C обозначается $v'_0 \text{ м}^3/\text{кг}$. Ввиду малой сжимаемости воды можно считать v'_0 постоянным при любом давлении. Приближенно $v'_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Удельный объем кипящей воды обозначается $v' \text{ м}^3/\text{кг}$. Так как с повышением давления растет температура кипения t_s , то при этом и объем v' также увеличивается, начиная с температуры 4°C , при которой вода имеет минимальный удельный объем. В критической точке приблизительно $v'_k = 0,003 \text{ м}^3/\text{кг}$, т. е. в 3 раза больше, чем при 0°C .

Удельный объем сухого насыщенного пара обозначается $v'' \text{ м}^3/\text{кг}$. Он во много раз превышает удельный объем кипящей воды v' (при 1 атм приблизительно в 1700 раз). С повышением давления v'' значительно убывает. В критической точке $v''_k = v'_k$.

График зависимости v' и v'' от давления представлен на фиг. 11-2. Линия AK носит название нижней пограничной кривой (удельный объем v' , паросодержание $x = 0$), линия KB — верхней пограничной кривой (удельный объем v'' , паросодержание $x = 1$).

Область AKB принадлежит влажному насыщенному пару.

Удельный объем влажного пара v_x находится суммированием объемов сухой его части и влажной:

$$v_x = xv'' + (1-x)v'. \quad (11-1)$$

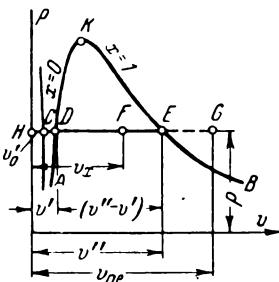
При невысоких давлениях и умеренной степени влажности можно пользоваться приближенной формулой, пренебрегая объемом частиц влаги:

$$v_x \approx xv''. \quad (11-2)$$

Иначе объем влажного пара можно представить так:

$$v_x = v' + x(v'' - v'), \quad (11-3)$$

где второе слагаемое — приращение объема при переходе кипящей воды в состояние влажного пара. На фиг. 11-2: $v'' - v' = DE$; $x(v'' - v') = DF$; следовательно, $x = DF:DE$.



Фиг. 11-2. Зависимость удельных объемов воды и сухого насыщенного пара от давления.

11-3. КОЛИЧЕСТВО ТЕПЛА, ЗАТРАЧИВАЕМОЕ НА ПОЛУЧЕНИЕ ПАРА

Количество тепла, теоретически необходимое для получения 1 кг пара из воды при 0°С в процессе постоянного давления, носит условное название полной теплоты пара данного состояния и обозначается λ ккал/кг с соответствующими индексами.

Полная теплота кипящей воды (теплота жидкости) обозначается λ' ; полная теплота сухого насыщенного пара — λ'' , влажного пара — λ_x , перегретого пара — просто λ или λ_{ne} .

Количество тепла, требуемое для превращения кипящей воды при постоянном давлении в сухой насыщенный пар, называется скрытой теплотой парообразования и обозначается через r ккал/кг.

Следовательно, для сухого насыщенного пара

$$\lambda'' = \lambda' + r. \quad (11-4)$$

Теплота жидкости λ' может быть выражена через весовую изобарную теплоемкость воды c_{pb} ккал/кг·град так:

$$\lambda' = c_{pb} t_s. \quad (11-5)$$

Так как в пределах от 0 до 100°С теплоемкость воды приближенно равна 1 ккал/кг·град, то в этих пределах $\lambda' \approx t_s$. При дальнейшем повышении температуры c_{pb} растет, так что при критической температуре $t_k = 374^{\circ}\text{C}$ теплота жидкости λ' равна около 500 ккал/кг.

Теплота парообразования r при повышении температуры от 0°С до t_k падает приблизительно от 600 ккал/кг до нуля.

Полная теплота сухого насыщенного пара изменяется приблизительно от 600 ккал/кг (при 0°С) до нуля (при t_k), имея максимум около 670 ккал/кг при $t = 230^{\circ}\text{C}$ (или при $p = 30 \text{ atm}$).

Для влажного насыщенного пара с паросодержанием x полная теплота λ_x может быть найдена как сумма теплоты жидкости и теплоты парообразования сухой части пара:

$$\lambda_x = \lambda' + xr. \quad (11-6)$$

Иначе теплота влажного пара может быть выражена так:

$$\lambda_x = \lambda'' - (1 - x)r. \quad (11-7)$$

Для нахождения полной теплоты перегретого пара необходимо знание полной теплоты насыщенного пара и теплоемкости перегретого пара (см. ниже).

11-4. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ И ЭНТАЛЬПИЯ ПАРА

Внутренней энергией пара называется полная теплота этого пара за вычетом теплоты, затраченной на работу расширения пара при постоянном давлении от воды при 0°С до данного состояния пара. Внутренняя энергия обозначается *и ккал/кг* с индексами, а именно: для кипящей воды — *и'*, для сухого насыщенного пара — *и''*, для влажного пара — *и_x*, для перегретого пара — просто *и* или *и_{ne}*.

Отбрасывая индексы, мы можем в общем случае написать:

$$i = \lambda - Ap(v - v'_0). \quad (11-8)$$

Так, например, внутренняя энергия сухого насыщенного пара

$$i'' = \lambda'' - Ap(v'' - v'_0). \quad (11-9)$$

Величина *и''* может быть найдена и другим путем.

Теплота парообразования *r* состоит из внутренней теплоты *ρ ккал/кг*, идущей на отделение частиц (т. е. на работу диспергации вещества), и из внешней теплоты

$$\psi = Ap(v'' - v'), \quad (11-10)$$

эквивалентной работе расширения в процессе получения сухого насыщенного пара из кипящей воды при постоянном давлении:

$$r = \rho + \psi. \quad (11-11)$$

Таким образом, внутренняя энергия *и''* сухого насыщенного пара может быть найдена суммированием внутренней энергии кипящей воды *и'* и внутренней теплоты парообразования:

$$i'' = i' + \rho. \quad (11-12)$$

Аналогично для влажного насыщенного пара, учитывая внутреннюю теплоту лишь сухой части пара, получим:

$$i_x = i' + x\rho. \quad (11-13)$$

Внутренняя энергия кипящей воды

$$i' = \lambda' - Ap(v' - v'_0) \quad (11-14)$$

или, приближенно:

$$i' = \lambda' \quad (11-15)$$

ввиду малой величины разности *v' - v'_0*.

Под энталпие́й, как известно, подразумевается сумма внутренней энергии *i* и энергии объема *pv*, выраженной в тепловых единицах. Энталпия пара обозначается *i ккал/кг*.

В общем случае (т. е. для любого состояния пара), отбрасывая индексы, мы можем написать, следовательно:

$$i = u + Apv. \quad (a)$$

Весьма важный результат получается при подстановке уравнения (11-8) в уравнение (a), а именно:

$$i = \lambda - Ap(v - v'_0) + Apv = \lambda + Apv'_0. \quad (11-16)$$

Эта формула показывает, что для пара любого состояния энтальпия i превышает полную теплоту λ на величину Apv'_0 . Так, например, при $p=20\text{ atm}$ приближенно находим:

$$Apv'_0 = \frac{20 \cdot 10^4}{427} 0,001 = \frac{20 \cdot 10}{427} \approx 0,5 \text{ ккал/кг.}$$

Для пара энтальпия обычно бывает равна 700–500 ккал/кг. Поэтому, пренебрегая произведением Apv'_0 , можно принять с хорошим приближением:

$$i \approx \lambda \quad (11-17)$$

для любого состояния пара.

По этим соображениям оказывается возможным во всех практических вычислениях полную теплоту заменять энтальпией, принимая:

$$i' \approx \lambda'; i'' \approx \lambda''; i_x \approx \lambda_x; i_{ne} \approx \lambda_{ne}. \quad (11-18)$$

Так, например, для кипящей воды

$$i' \approx \lambda' = c_{p\theta} t_s. \quad (11-19)$$

Подобным образом для сухого насыщенного пара равенство $\lambda'' = \lambda' + r$ при замене полной теплоты насыщенного пара λ'' и теплоты жидкости λ' соответствующими значениями энтальпии i'' и i' с применением формулы (11-16) получает вид:

$$i'' = i' + r, \quad (11-20)$$

причем последнее равенство является точным, так как при его выводе произведение Apv'_0 было сокращено в правой и левой частях равенства.

Аналогично для влажного насыщенного пара преобразованием равенства $\lambda_x = \lambda' + xr$ получаем точное равенство:

$$i_x = i' + xr. \quad (11-21)$$

11-5. ПЕРЕГРЕТЫЙ ПАР

Перегретый пар является основным рабочим телом паросиловых установок тепловых электростанций.

Как уже говорилось раньше, он имеет по сравнению с насыщенным паром того же давления повышенные объем, температуру и энтальпию (теплосодержание).

Перегретый пар производится в котельных установках пропуском насыщенного пара при постоянном давлении через змеевик, называемый пароперегревателем и обогреваемый топочными газами котельной установки. Схема котельной установки с пароперегревателем дана на фиг. 11-3.

Подводимое к насыщенному пару тепло идет сначала на подсушивание пара и затем на повышение температуры его, т. е. на перегрев пара. При этом соответственно увеличивается объем и энталпия пара.

Перегретый пар является реальным газом, и чем меньший перегрев он имеет, тем больше его отклонение от свойств идеальных газов.

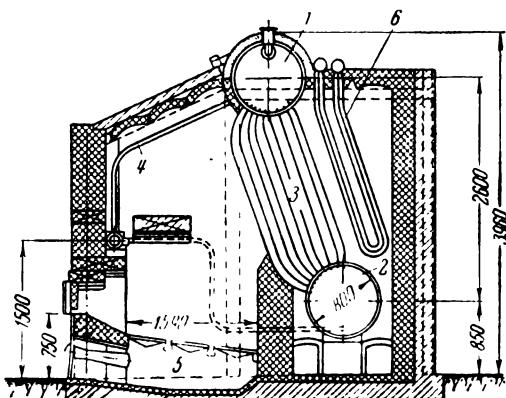
Уравнение состояния идеальных газов Менделеева — Клапейрона может быть приближенно применено к водяному пару только в той области низких давлений, где перегретый пар находится в большом удалении от состояния жидкости.

Отклонение перегретых паров и реальных газов от характеристического уравнения идеальных газов $pv = RT$ можно объяснить наличием сил притяжения между молекулами и конечным объемом молекул, а также кажущейся ассоциацией (образованием групп) молекул. Чем меньше перегрет пар, тем ближе он к состоянию насыщения и тем соответственно сильнее силы притяжения между молекулами (в жидкостях силы молекулярного сцепления очень значительны).

Характеристические уравнения перегретого пара многочлены и в своем большинстве носят очень сложный характер; так, например, одно из них (средней сложности) имеет вид

$$pv = 47,1T - \frac{2p}{\left(\frac{T}{100}\right)^{10}} - \frac{190\left(\frac{p}{100}\right)^3}{\left(\frac{T}{100}\right)^{14}}.$$

Такие уравнения неудобны для пользования, поэтому для нахождения параметров перегретого пара лучше пользоваться таблицами перегретого пара.



Фиг. 11-3. Схема котельной установки с пароперегревателем.

1 — верхний барабан; 2 — нижний барабан; 3 — котельный пучок; 4 — топочный экран; 5 — руинная колосниковая решетка; 6 — пароперегреватель.

При сравнении рассматриваемого газотурбинного цикла с циклом двигателя внутреннего сгорания, у которого тепло подводится по изобаре, необходимо иметь в виду, что для последнего линия охлаждения газов пойдет не по линии $X-6$, а по линии $X-6'$ (представляющей изохору).

Полезная работа по циклу двигателя внутреннего сгорания с изобарным подводом тепла меньше работы в цикле газовой турбины со сгоранием при $p = \text{const}$ на площадку $X-6'-6$, а потому и термический к. п. д. последнего цикла выше цикла двигателя внутреннего сгорания с изобарным подводом тепла.

10-4. ВЫВОД ТЕРМИЧЕСКОГО К. П. Д. ЦИКЛА ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ С ПОДВОДОМ ТЕПЛА ПРИ $v = \text{const}$

Рассмотрим цикл газовой турбины с подводом тепла при $v = \text{const}$ с адиабатным сжатием без регенерации.

Цикл представлен на фиг. 10-6 в координатах vp . Здесь 1—2—адиабата сжатия ($\frac{v_1}{v_2} = \varepsilon$ — степень адиабатного сжатия); 2—3—изохора подвода тепла:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2).$$

3—4—адиабата расширения; 4—1—изобара отвода тепла:

$$c_p(T_4 - T_1).$$

Термический к. п. д. этого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - k \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (10-9)$$

Фиг. 10-6. Цикл газовой турбины с изохорным подводом тепла.

Температуры T_1 , T_2 и T_3 можно выразить через наивысшую температуру цикла T_4 .

Для изохорного процесса 2—3 степень повышения давления будет:

$$\lambda = \frac{T_3}{T_2},$$

откуда

$$T_3 = \frac{T_2}{\lambda}. \quad (10-10)$$

Для адиабаты 1—2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1},$$

поэтому

$$T_1 = \frac{T_2}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{T_2}{\lambda \varepsilon^{k-1}}. \quad (10-11)$$

Для адиабаты 3—4

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^{k-1} = \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_3 p_4}{p_2 p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \lambda^{\frac{k-1}{k}} \epsilon^{k-1},$$

откуда

$$T_4 = \frac{T_3}{\lambda^{\frac{k-1}{k}} \epsilon^{k-1}}. \quad (10-12)$$

Подставляя значения температур из уравнений (10-10), (10-11) и (10-12) в уравнение (10-9), получим (сокращая на T_3):

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - k \frac{\frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}} \epsilon^{k-1}} - \frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}}}{1 - \frac{1}{\lambda}} = 1 - \frac{k\lambda}{(\lambda - 1) \epsilon^{k-1}} \left[\frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}} - \frac{1}{\lambda} \right] = \\ &= 1 - \frac{k}{(\lambda - 1) \epsilon^{k-1}} \frac{\lambda - \lambda^{\frac{k-1}{k}}}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{k\lambda}{(\lambda - 1) \epsilon^{k-1}} \left(\frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}} - \frac{1}{\lambda} \right) = \\ &= 1 - \frac{k}{\epsilon^{k-1}} \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{\lambda - 1}. \end{aligned} \quad (10-13)$$

Анализируя уравнения (10-4) и (10-13) для термического к. п. д. газовых турбин с изохорным и с изобарным подводами тепла без регенерации, приходим к заключению, что при $\lambda > 1$ множитель $\frac{k}{\lambda - 1} \left(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1 \right) < 1$, поэтому термический к. п. д. газовой турбины при изохорном подводе тепла больше термического к. п. д. цикла с изобарным подводом тепла.

Однако в настоящее время, руководствуясь практическими соображениями, строят газовые турбины лишь с изобарным подводом тепла.

10-5. ЦИКЛ ГАЗОВОЙ ТУРБИНЫ С ПОДВОДОМ ТЕПЛА ПРИ $v = \text{const}$ И С РЕГЕНЕРАЦИЕЙ

На фиг. 10-7 представлен в диаграмме vp идеальный цикл газовой турбины с подводом тепла при $v = \text{const}$ и с регенерацией.

В этом цикле кривая 1—2 представляет собой изотерму сжатия рабочего тела с отдачей тела q_{2u_3} ; 2—3—изобара подвода тепла q_p в регенераторе; 3—4—сообщение тепла q_{1u} при $v = \text{const}$ от источника высшей температуры; 4—5—адиабатное расширение; 5—1—изобарный отвод тепла q_p от рабочего тела в регенератор, причем $T_5 = T_3$ и $T_1 = T_2$.

Если перегретый пар производится из сухого насыщенного пара, то дополнительно подводимая к пару теплота является теплотой перегрева. Таким образом, полная теплота и энталпия перегретого пара будут:

$$\lambda = \lambda'' + c_{pm} (t_{ne} - t_s)$$

и

$$i = i'' + c_{pm} (t_{ne} - t_s), \quad (11-22)$$

где c_{pm} — средняя изобарная теплоемкость перегретого пара в интервале температур от t_s до t_{ne} . Выражение $c_{pm} (t_{ne} - t_s)$ представляет собой теплоту перегрева пара.

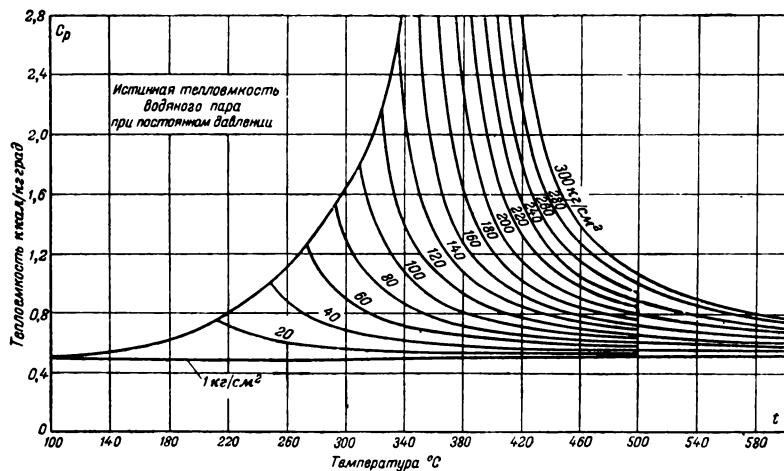
Истинная и средняя теплоемкости перегретого пара зависят от температуры и давления.

Истинная изобарная теплоемкость перегретого пара обозначается через c_p . Экспериментальным путем, а также и теоретически установлено, что c_p увеличивается с увеличением давления. Так, например, при $t = 300^\circ\text{C}$ для давлений

Таблица 11-1

$p, \text{ атм}$	10	30	50	70	90
$c_p, \text{ ккал}/\text{кг град}$	0,514	0,610	0,770	1,053	1,310

С повышением температуры перегрева при $p = \text{const}$ теплоемкость пара сначала уменьшается, а затем медленно возрастает (фиг. 11-4).



Фиг. 11-4. График зависимости теплоемкости c_p перегретого водяного пара от давления и температуры.

Для небольших давлений (примерно до 2 атм) и невысоких температур изобарную теплоемкость перегретого пара c_p приближенно можно принять равной 0,48 ккал/кгград.

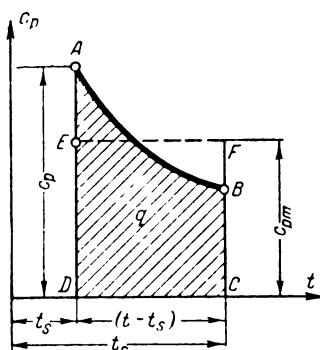
Теплоемкости для перегретого пара, так же как и для газа, могут быть даны в виде эмпирических формул, графиков и таблиц.

График (фиг. 11-4) показывает, что c_p зависит от давления тем значительнее, чем ближе состояние пара будет к верхней пограничной кривой.

Аналитическая зависимость c_p от температуры и давления дается сложными эмпирическими формулами, которые для практических подсчетов неудобны.

Количество тепла, затрачиваемое на перегрев пара, при подсчете по истинной теплоемкости, может быть определено из уравнения

$$q = \int_{t_s}^t c_p dt. \quad (11-23)$$



Фиг. 11-5. График для подсчета количества тепла по истинной теплоемкости.

Площадь можно привести к площади прямоугольника $EFCF$, где высотой будет средняя теплоемкость c_{pm} (от t_s до $t^\circ\text{C}$).

Изобарная теплоемкость перегретого водяного пара при очень малом давлении может быть определена из следующего уравнения:

$$c_p = 0,3756 + 0,00017T + \frac{1670}{T^2} \text{ ккал/кг·град.} \quad (11-24)$$

Внутренняя энергия перегретого пара обозначается через u и может быть определена из выражения

$$u = i - Ap v. \quad (11-25)$$

Преобразуя уравнение (11-25) в соответствии с уравнениями (11-26), (11-8) и (11-6), получим:

$$u = u' + p + c_{pm}(t - t_s) - Ap(v - v''). \quad (11-26)$$

11-6. ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНТРОПИИ ВОДЫ И ВОДЯНОГО ПАРА

Для вычисления энтропии в обратимых процессах, как известно, служит следующее уравнение:

$$ds = \frac{dq}{T},$$

или

$$s = \int \frac{dq}{T} + \text{const.}$$

Найдем уравнения для определения энтропии жидкости, влажного, сухого и перегретого пара.

Энтропия жидкости. Энтропия жидкости в пределах изменения температур от 273°K до $T_s^{\circ}\text{K}$

$$s' = \int_{273}^{T_s} \frac{dq}{T} = \int_{273}^{T_s} \frac{c_{p,\infty} dT}{T}. \quad (11-27)$$

Если теплоемкость воды $c_{p,\infty}$ принимается постоянной, то ее выносят за знак интеграла

$$s' = c_{p,\infty} \ln \frac{T_s}{273}. \quad (11-28)$$

В частности, если при сравнительно низких температурах теплоемкость воды принять за единицу, то получим:

$$s' = \ln \frac{T_s}{273} = 2,303 \lg \frac{T_s}{273}. \quad (11-29)$$

Кривая (изобара) изменения энтропии жидкости в sT -диаграмме представляет собой логарифмическую. На фиг. 11-6 ветвь AC является изобарой жидкости и, как это показано на графике, практически совпадает с нижней пограничной кривой AK .

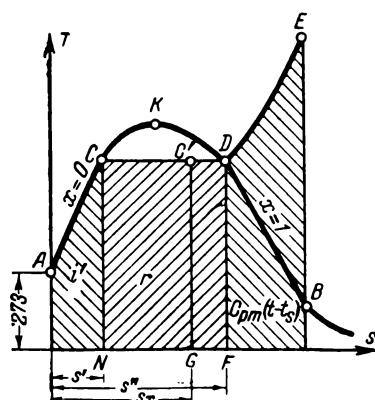
Энтропия сухого пара. В осях координат sT (фиг. 11-6) процесс собственно образования насыщенного пара представляется прямой CD , которая является одновременно изотермой и изобарой.

Скрытая теплота парообразования r определяется площадью $CDFN$, т. е.

$$r = \text{пл. } CDFN = (s'' - s') T_s,$$

где s'' — энтропия сухого насыщенного пара.

Таким образом, изменение энтропии воды от состояния кипящей жидкости до состояния сухого пара по изотерме CD будет определяться из выражения



Фиг. 11-6. График изменения энтропии водяного пара.

$$s'' - s' = \frac{r}{T_s}. \quad (11-30)$$

Отсюда полное значение энтропии сухого пара будет:

$$s'' = s' + (s'' - s') = 2,303c_{p\text{ж}} \lg \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s}. \quad (11-31)$$

Энтропия влажного пара. Потраченное на процесс образования пара состояния C' (фиг. 11-6) тепло будет равно rx , выражаемое площадью $CC'GN$.

Из графика (по аналогии с предыдущим) видно, что полное значение энтропии влажного пара будет:

$$s_v = s' + (s_x - s') = 2,303c_{p\text{ж}} \lg \frac{T_s}{273} + \frac{rx}{T_s}. \quad (11-32)$$

Значение энтропии сухого насыщенного пара зависит от давления пара, так как от давления зависят T_s и r . Энтропия влажного насыщенного пара зависит, кроме того, от паросодержания x .

Энтропия перегретого пара. Изменение энтропии для процесса перегрева пара будет:

$$s_{ne} - s'' = \int_{T_s}^T \frac{dq}{T} = \int_{T_s}^T c_p \frac{dT}{T} \approx c_{pm} \ln \frac{T}{T_s} = 2,303 c_{pm} \lg \frac{T}{T_s},$$

где c_{pm} — средняя изобарная теплоемкость перегретого пара в интервале температур от T_s до T .

Полное значение энтропии перегретого пара будет:

$$s_{ne} - s'' + (s_{ne} - s'') = 2,303c_{p\text{ж}} \lg \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} + 2,303c_{pm} \lg \frac{T}{T_s}. \quad (11-33)$$

Значения энтропии кипящей жидкости, сухого и перегретого пара даются в таблицах водяного пара.

Изменение энтропии в области перегретого пара описывается в sT -диаграмме фиг. 11-6 ветвью изобары DE (логарифмическая кривая).

С тепловым графиком sT мы встречались при изучении раздела газов.

Площадь в осях координат sT дает количество подведенного тепла. В sT -диаграмме для водяного пара в виде площади получаются теплота жидкости, теплота парообразования и теплота перегрева пара.

Как уже указывалось, кривая AK фиг. 11-6 есть нижняя пограничная кривая. Она может быть построена как последовательность точек, определяющих состояние кипящей жидкости.

Точка K является критической точкой.

Кривая KB представляет собой верхнюю пограничную кривую и характеризуется значением $x=1$.

Правее и выше верхней пограничной кривой KB расположена область перегретого пара.

Нижняя и верхняя пограничные кривые могут быть построены по значениям энтропии и температурам для различных давлений.

Степень сухости, или паросодержание x влажного пара, в sT -диаграмме графически находится как отношение отрезков $\frac{CC'}{CD}$.

Тепловая диаграмма sT ясно показывает, что с повышением температуры, а следовательно, и давления, скрытая теплота парообразования r , определяемая площадью под прямой CD , уменьшается.

При подводе тепла к пару в области его перегрева температура пара повышается, и теплота перегрева пара будет определяться площадью под кривой DE (фиг. 11-6).

Нижняя пограничная кривая строится по следующим точкам: вычисляется для нескольких давлений энтропия 1 кг жидкости, эти величины откладываются по оси абсцисс, по оси ординат откладываются соответствующие температуры. Верхняя пограничная кривая строится аналогично нижней, т. е. путем подсчета энтропии сухого насыщенного пара для нескольких давлений.

Задача 11-1. Определить энтропию кипящей воды при температуре 120° С.

Решение.

$$s' = c_{pm} 2,303 \ln \frac{T}{273} = 1 \cdot 2,303 \frac{393}{275} = 0,3647 \text{ ккал/кг град.}$$

Задача 11-2. Определить значение энтропии влажного пара при $p = 50 \text{ ата}$ и $x = 0,9$.

Решение.

$$s_x = s' + \frac{r}{T_s} x = 1,347 \text{ ккал/кг град.}$$

Задача 11-3. Определить энтропию перегретого пара при $p = 20 \text{ ата}$ и $t = 340^\circ \text{ С.}$

Решение.

$$s = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} + c_{pm} \ln \frac{T}{T_s} = 1,6534 \text{ ккал/кг град.}$$

Задача 11-4. Определить энтропию кипящей воды при температуре 150° С.

Задача 11-5. Определить энтропию влажного пара при $p = 10 \text{ ата}$ и $x = 0,7$.

Задача 11-6. Определить энтропию перегретого пара при $p = 32 \text{ ата}$ и 380° С.

11-7. ТАБЛИЦЫ НАСЫЩЕННОГО И ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА

Для проведения расчетов с насыщенным паром используют специально обработанные опытные данные по свойствам этого пара. Такие данные собраны в таблицах насыщенного пара, например, в таблицах М. П. Вукаловича¹ или более новых таблицах ВТИ².

Таблица насыщенного пара содержит в себе следующие величины:

$$p, t_s, v', v'', \gamma'', i', r, i'', Ap(v'' - v'), \rho, s', s''.$$

Структура таблиц насыщенного пара такова (табл. 11-3):

В схеме табл. 11-3 первый столбец — давления, второй — температуры кипения (таблица составлена по интервалам давлений). В некоторых случаях удобнее таблица, составленная по интервалам температур, в которой первый столбец — температуры, второй — давления.

Каждому давлению насыщенного пара (сухого или влажного) соответствует определенная температура кипения, т. е.

$$p = f(t_s).$$

Так, например, для водяного пара:

Т а б л и ц а 11-2

$p \text{ atm} = 1$	5	10	100	224
$t_s^\circ\text{C} = 99,09$	151,11	179,04	309,53	373,6

Для нахождения параметров при промежуточных давлениях, которых нет в таблице, применяется интерполяция.

Для других жидкостей имеются аналогичные зависимости между температурой и давлением; так, например, при 25 atm

вода кипит при	223°C;
NH_3	" 57°C;
CO_2	" -15°C;
ртуть	" 606°C.

Для определения объемов насыщенных водяных паров точнее пользоваться также данными таблиц, хотя в некоторых случаях при низких давлениях до 20 atm можно пользоваться эмпирическим уравнением:

$$p^{15} v'' = 1,7235, \quad (11-34)$$

¹ М. П. Вукалович, Термодинамические свойства воды и водяного пара, Машгиз, 1951.

² Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара, Энергоиздат, 1952.

Структура таблиц

Давление p , кг/см ² (ата)	Темпера- турса t_{s_2} , °C	Удельный объем		Удельный вес сухого пара v'' , кг/м ³	Энтал- пия жидкости i' , ккал/кг	Скрытая теплота парообра- зования τ , ккал/кг	Энтал- пия сухого пара, i'' , ккал/кг град
		жидкости v' , м ³ /кг	сухого пара v'' , м ³ /кг				

или

$$pv''^{16} = pv''^{1,07} = 1,787 \quad (11-13)$$

Здесь p берется в ата, v — в м³/кг.

Основными величинами, характеризующими перегретый пар, являются:

$$p, t, v, i, s.$$

При заданных p и t для подсчета параметров перегретого пара v, i, s можно воспользоваться теми или другими уравнениями состояния водяного пара. Однако эти вычисления требуют много времени и не всегда являются точными.

Таблицы перегретого пара, содержащие величины v, i, s , создают удобства и обеспечивают быстроту получения точных значений необходимых параметров перегретого пара.

Таблицы перегретого пара составлены по следующей схеме:

Таблица 11-4

p , кг/см ²	°C	300°	320°	p , кг/см ²	°C	300°	320°
20	v	0,1281	0,1334	30	v	0,08294	0,08680
	i	721,3	732,3		i	714,1	725,9
	s	1,6166	1,6354		s	1,5625	1,5826

Эти таблицы пара позволяют определить объем, энталпию и энтропию перегретого пара.

Основными таблицами для перегретого пара надо считать таблицы, составленные проф. М. П. Вукаловичем и таблицы Всесоюзного теплотехнического института им. Дзержинского.

Задача 11-7. Определить энталпию сухого насыщенного пара при 15 ата.

Решение. По таблицам сухого насыщенного пара находим:

$$i'' = 666,7 \text{ ккал/кг},$$

Таблица 11-3

насыщенного пара

Теплота парообразования		Теплота расширения жидкости $A_p(v' - v_0)$, ккал/кг	Внутренняя энергия		Энтропия		
внешняя ϕ , ккал/кг	внутренняя ρ , ккал/кг		жидкости v' , ккал/кг	сухого пара v'' , ккал/кг	жидкости s' , ккал/кг град	парообразования $\frac{r}{T}$, ккал/кг град	сухого пара s'' , ккал/кг град

Задача 11-8. Определить удельный объем сухого насыщенного пара при $p = 12 \text{ ата}$.

Решение.

$$v'' = 0,1663 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Задача 11-9. Определить удельный объем влажного пара при $p = 20 \text{ ата}$ и $x = 0,95$.

Решение.

$$v_x = v''x = 0,1015 \cdot 0,95 = 0,0965 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Задача 11-10. Определить диаметр D паропровода при скорости пара в нем $c = 25 \text{ м/сек}$, если по паропроводу протекает $G = 12 \text{ м/час}$ влажного пара давления 10 ата и с содержанием влаги 20%.

Решение. При давлении 10 ата $v'' = 0,1808 \text{ м}^3/\text{кг}$; $v_x \approx 0,180 \cdot 0,8 = 0,144 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Из уравнения неразрывности потока

$$F = \frac{Gv_x}{c \cdot 3600} = \frac{12000 \cdot 0,144}{25 \cdot 3600} = 0,0193 \text{ м}^2,$$

отсюда

$$D = 157 \text{ мм.}$$

Задача 11-11. Определить теплоту подсушки пара, если влажный пар при постоянном давлении $p = 14 \text{ ата}$ и $x_1 = 0,9$ подсушивается до $x_2 = 0,98$.

Задача 11-12. Определить состояние пара и его параметры, если при давлении 10 ата он имеет удельный объем $0,18 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Задача 11-13. Сколько тепла надо сообщить воде, чтобы получить из нее влажный пар давления 15 ата и $x = 0,98$, если паропроизводительность парового котла $20 \text{ м}^3/\text{час}$.

Задача 11-14. Определить диаметр паропровода при скорости пара в нем 20 м/сек , если по паропроводу протекает 18 м/час влажного пара давления 16 ата с паросодержанием $x = 0,96$.

Задача 11-15. Сколько тепла Q надо сообщить воде при давлении 10 ата, чтобы получить из нее перегретый пар того же давления 10 ата и $t = 300^\circ\text{C}$. Паропроизводительность котла $25 \text{ м}^3/\text{час}$. Начальная температура воды 20°C .

Решение. Находим $i = i'' + c_{pt}(t - t_s) = 663,0 + 0,539 (300 - 179,0) = 728,2 \text{ ккал/кг}$.

$$Q = (728,2 - 20) 25000 = 17705000 \text{ ккал/час.}$$

Задача 11-16. Определить теплоту подсушки и теплоту перегрева пара, если пар при $p = \text{const} = 14 \text{ атм}$ и $x_1 = 0,9$ подсушивается до $x_2 = 1$ и далее перегревается до температуры 340°C .

Решение. $i_x = i' + rx = 197,1 + 468,9 \cdot 0,9 = 619 \text{ ккал}/\text{кг}.$

Теплота подсушки

$$i'' - i_x = 666 - 619 = 47 \text{ ккал}/\text{кг}.$$

Теплота перегрева

$$i - i'' = c_{pm} (t - t_s) = 0,557 (340 - 194,13) = 81,25 \text{ ккал}/\text{кг}.$$

Задача 11-17. Определить диаметр паропровода, по которому протекает перегретый пар давления 10 атм и с температурой 300°C в количестве $12 \text{ м}^3/\text{час}$ при скорости $c = 50 \text{ м}/\text{сек}$.

Решение. Уравнение неразрывности потока пара в трубе имеет вид

$$Fc\gamma = G = \frac{12\,000}{3\,600} \text{ кг}/\text{сек},$$

т. е. произведение площади сечения трубы на скорость пара и на его удельный вес равно весовому расходу пара в единицу времени.

Так как согласно таблицам удельный объем пара $v = 0,263 \text{ м}^3/\text{кг} = \frac{1}{\gamma}$, то, следовательно,

$$F = \frac{12\,000}{3\,600 \cdot 50} \cdot 0,263 = 0,0175 \text{ м}^2,$$

и отсюда диаметр трубы

$$D = 0,15 \text{ м} = 150 \text{ мм}.$$

Задача 11-18. Пользуясь таблицами перегретого пара, определить v , i и s , если давление пара 18 атм и $t = 360^\circ\text{C}$.

Задача 11-19. Определить v , i и s по таблицам перегретого пара, если $p = 120 \text{ атм}$ и $t = 500^\circ\text{C}$.

Задача 11-20. Определить, каков пар и каковы его параметры, если при давлении 15 атм он имеет удельный объем $0,15 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Задача 11-21. Определить диаметр паропровода перегретого пара при скорости пара в нем $40 \text{ м}/\text{сек}$, если давление пара 12 атм и температура 320°C . По паропроводу протекает в час $15 \text{ м}^3/\text{час}$.

Задача 11-22. Определить теплоту подсушки и теплоту перегрева пара, если пар при постоянном давлении 20 атм и паросодержании $x_1 = 0,85$ подсушивается до $x_2 = 1$ и далее перегревается до температуры 380°C .

11-8. si-ДИАГРАММА ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Для определения количества тепла по sT -диаграмме необходимо определить площадь, т. е. надо проделать ряд операций планиметрирования и вычисления в масштабе.

С 1904 г. стали пользоваться для водяного пара диаграммой si , которая дает возможность весьма просто определять ряд параметров водяного пара, как то: энтропию для разных

состояний пара, энталпию пара, температуру, паросодержание, объем, а также теплоперепады в адиабатных процессах и т. д.

Диаграмма *si* (фиг. 11-7) строится следующим образом. Пользуясь таблицами насыщенного пара, по оси абсцисс откладывают значения энтропии кипящей воды и пара, а по оси ординат — соответствующие значения энталпии. По значениям энталпии воды и сухого насыщенного пара строят нижнюю и верхнюю пограничные кривые (см. линию *акс*, которая делит всю диаграмму на две области, а именно: внизу — область влажного пара, а выше и правее кривой — область перегретого пара).

На верхней и нижней пограничных кривых отмечают давления через определенные промежутки и через эти точки проводят изобары.

В области влажного пара изобары представлены расходящимся пучком наклонных прямых линий. Если сухой пар охлаждается при $p = \text{const}$, то паросодержание x падает, энталпия и энтропия пара уменьшаются. Как известно, изобары и изотермы в области влажного насыщенного пара совпадают. В области влажного пара нанесены линии постоянного паросодержания x (см. линии $x = 0,9; 0,8$ и т. д.). В области перегретого пара изобары изображаются логарифмическими кривыми, представляя собой продолжение изобар (прямых) области влажного пара (см. линии $p = 250 \text{ ата}, 100 \text{ ата}$ и пр.). Изотермы в области перегретого пара не совпадают с изобарами и изображаются кривыми, имеющими некоторую выпуклость вверх и близкими к горизонтальным (см. линии $100, 200, 300^\circ$ и т. д.).

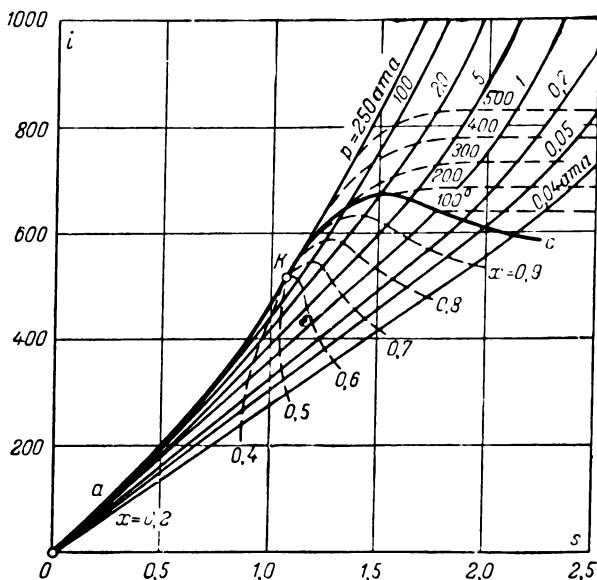
На диаграмме *si* часто наносятся еще линии постоянных объемов (изохоры) (на фиг. 11-7 отсутствуют). В то время как значения изобар идут в сторону повышения справа налево, объемы повышаются слева направо. Обычно изохоры на диаграмме наносятся цветной краской или пунктиром, что дает возможность лучше их отличать от изобар.

Диаграмма *si* имеет определенные масштабы энтропии и энталпии. Чем они крупнее, тем точнее диаграмма. Масштаб энталпии 1 ккал — 1 мм.

Изотермы, изобары, изохоры и линии постоянных паросодержаний имеют свои надписи в соответствии с их размерностью: изотермы — в $^\circ\text{C}$, изобары — в ата , изохоры — в $\text{м}^3/\text{кг}$ и линии постоянного паросодержания x — в долях единицы.

Приведенная на фиг. 11-7 *si*-диаграмма представляет собой диаграмму водяного пара, вычерченную от состояния воды при 0°C . Диаграмма от 0°C в тепловых расчетах обычно не применяется, так как пар с малой сухостью для паровых

двигателей не имеет значения. Техническим паром считается пар, у которого паросодержание x более 0,8, а потому ниж-



Фиг. 11-7. Схема si -диаграммы для водяного пара.

няя и левая части диаграммы могут быть отброшены: берется лишь верхняя правая часть диаграммы, где паросодержание x больше 0,5.

В конце настоящей книги приложена si -диаграмма для водяного пара в крупном масштабе.

Задача 11-23. Определить по si -диаграмме удельный объем сухого пара при $p = 14$ атм.

Решение. Искомая точка расположена между изохорами 0,14 и $0,16 \text{ м}^3/\text{кг}$. Оценивая положение точки на-глаз, найдем значение удельного объема $0,142 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Результат проверить по таблицам насыщенного водяного пара.

Задача 11-24. Определить по si -диаграмме удельный объем пара при $p = 14$ атм и $x = 0,9$.

Решение. По диаграмме удельный объем равен $0,13 \text{ м}^3/\text{кг}$. Проверить по таблицам насыщенного пара.

Задача 11-25. Определить удельный объем перегретого пара при $p = 14$ атм и $t = 300^\circ\text{C}$.

Решение. По si -диаграмме он равен $0,19 \text{ м}^3/\text{кг}$. Проверить по таблицам перегретого пара.

Задача 11-26. Найти энталпию сухого насыщенного пара при $p = 15$ атм.

Решение. По si -диаграмме находим $667 \text{ ккал}/\text{кг}$. Проверить по таблицам водяного пара.

Задача 11-27. Определить энталпию влажного насыщенного пара при $p = 15 \text{ атм}$ и $x = 0,92$.

Решение. По диаграмме *si* находим $i_x = 630 \text{ ккал/кг}$. Проверить по таблицам водяного пара.

Задача 11-28. Определить энталпию перегретого пара при $p = 14 \text{ атм}$ $t = 360^\circ \text{C}$.

По диаграмме *si* находим $i = 758 \text{ ккал/кг}$. Проверить по таблицам перегретого пара.

Задача 11-29. Определить прирост удельного объема пара, если при $= 14 \text{ атм} = \text{const}$ пар перегревается от $x_1 = 1$ до температуры $t_2 = 350^\circ \text{C}$.

Решение. По *si*-диаграмме $v_2 - v_1 = 0,21 - 0,148 = 0,062 \text{ м}^3/\text{кг}$. Проверить по таблицам водяного пара (насыщенного и перегретого).

Задача 11-30. Определить количество подведенной теплоты при переводе пара от влажного состояния в сухое; $p = 13 \text{ атм} = \text{const}$, $x_1 = 0,88$.

Решение. По *si*-диаграмме находим:

$$i_2 - i_1 = 667 - 610 = 57 \text{ ккал/кг.}$$

Проверить по таблицам водяного пара.

Задача 11-31. Определить теплоту перегрева пара при $p = 14 \text{ атм}$ $t = 350^\circ \text{C}$.

Решение. По *si*-диаграмме находим:

$$i_2 - i_1 = 753 - 667 = 86 \text{ ккал/кг.}$$

Проверить по таблицам водяного пара.

Задача 11-32. Определить количество тепла, необходимое для перевода пара из влажного в перегретое состояние при $p = 15 \text{ атм} = \text{const}$, $x_1 = 0,92$ и $t_2 = 380^\circ \text{C}$.

Решение. По *si*-диаграмме получаем:

$$i_2 - i_1 = 768 - 630 = 138 \text{ ккал/кг.}$$

Проверить по таблицам водяного пара.

Задача 11-33. Пар от начального давления $p_1 = 8 \text{ атм}$ и $x_1 = 1$ адабатно расширяется до $p_2 = 0,5 \text{ атм}$. Считая, что в этих условиях пар ведет себя, как идеальный газ, определить показатель адиабаты k , а также найти о диаграмме теплоперепад.

Решение. По *si*-диаграмме имеем:

$$v_2 = 2,80 \text{ м}^3/\text{кг}; v_1 = 0,25 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$i_1 - i_2 = 662 - 553,5 = 108,5 \text{ ккал/кг};$$

$$k = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}} = \frac{\lg \frac{8}{0,5}}{\lg \frac{2,8}{0,25}} = \frac{\lg 16}{\lg 11,2} = 1,149.$$

Задача 11-34. Влажный насыщенный пар при $p_1 = 3,5 \text{ атм}$ и $x_1 = 0,95$ адабатно расширяется до $p_2 = 0,8 \text{ атм}$. Найти: x_2 , v_1 , v_2 , $i_1 - i_2$.

Решение. По *si*-диаграмме находим $x_2 = 0,88$; $v_1 = 0,51 \text{ м}^3/\text{кг}$;

$$v_2 = 1,85 \text{ м}^3/\text{кг}; i_1 = 627,5; i_2 = 571; i_1 - i_2 = 56,5 \text{ ккал/кг},$$

Задача 11-35. Влажный насыщенный пар при $p_1 = 2 \text{ ата}$ и $x_1 = 0,96$ адиабатно сжимается до состояния сухого насыщения $x_2 = 1$. Определить p_2 , v_1 , v_2 и $i_2 - i_1$.

Решение. По *si*-диаграмме находим:

$$p_2 = 2 \text{ ата}; v_1 = 0,87; v_2 = 0,48; i_1 = 635,5; i_2 = 654,5;$$

$$i_2 - i_1 = 29 \text{ ккал/кг}.$$

Задача 11-36. Перегретый пар при $p_1 = 200 \text{ ата}$ и $t_1 = 530^\circ \text{ С}$ адиабатно расширяется до $p_2 = 50 \text{ ата}$. Определить: t_2 , v_2 , v_1 , i_1 , i_2 и теплоперепад $i_1 - i_2$.

Решение. По диаграмме *si* находим:

$$t_2 = 310^\circ \text{ С}; v_1 = 0,07; v_2 = 0,049 \text{ м}^3/\text{кг}; i_1 = 800,5 \text{ ккал/кг};$$

$$i_2 = 706,5 \text{ ккал/кг}; i_1 - i_2 = 94 \text{ ккал/кг}.$$

Задача 11-37. Перегретый пар при $p_1 = 16 \text{ ата}$ и $t_1 = 300^\circ \text{ С}$ адиабатно расширяется до состояния сухого пара. Определить: p_2 , v_2 , v_1 , i_1 , i_2 и теплоперепад $i_1 - i_2$.

Решение. По *si*-диаграмме имеем: $p_2 = 4,1 \text{ ата}$; $v_1 = 0,165 \text{ м}^3/\text{час}$; $v_2 = 0,47 \text{ м}^3/\text{кг}$; $i_1 = 726 \text{ ккал/кг}$; $i_2 = 655 \text{ ккал/кг}$; $i_1 - i_2 = 71 \text{ ккал/кг}$.

Задача 11-38. Пар от начального давления $p_1 = 1 \text{ ата}$ и $x_1 = 0,9$ сжимается адиабатно до состояния сухого насыщения $x_2 = 1,0$. Определить: i_2 , t_1 , v_1 , v_2 , p_2 и теплоперепад $i_1 - i_2$.

Задача 11-39. Пар от начального давления 100 ата и температуры 500° С адиабатно расширяется до $p_2 = 3 \text{ ата}$. Определить: t_2 , теплоперепад $i_1 - i_2$ и v_1 .

Задача 11-40. Определить теплоту дополнительного перегрева пара, если пар при $p = \text{const} = 20 \text{ ата}$ и $t_1 = 280^\circ \text{ С}$ перегревается до $t_2 = 380^\circ \text{ С}$.

Задача 11-41. Перегретый пар при $p_1 = 15 \text{ ата}$ и $t_1 = 310^\circ \text{ С}$ адиабатно расширяется до давления $p_2 = 0,5 \text{ ата}$; найти t_2 , v_2 , v_1 , i_1 , i_2 и теплоперепад $i_1 - i_2$.

Задача 11-42. Перегретый пар при $p_1 = 18 \text{ ата}$, $t_1 = 340^\circ \text{ С}$ адиабатно расширяется до состояния сухого насыщения $x_2 = 1$. Определить p_2 , v_2 , v_1 , i_1 , i_2 и теплоперепад $i_1 - i_2$.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ВОДЯНОГО ПАРА

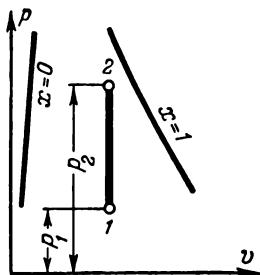
12-1. ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС ДЛЯ ВЛАЖНОГО ПАРА

Изображение изохоры для влажного пара в осях координат vp дано на фиг. 12-1 (1—2 изохора для влажного пара).

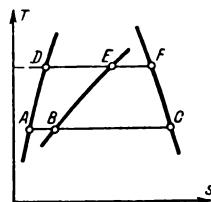
Как это следует из уравнения первого закона

$$dq = du + Ap dv,$$

при $v = \text{const}$ работа $\int p dv = 0$ и $dq = du$,



Фиг. 12-1. График изохорного процесса для пара в vP -диаграмме.



Фиг. 12-2. Построение изохоры в sT -диаграмме в области влажного пара.

Удельные объемы влажного пара в точках 1 и 2 будут:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \tilde{v}_1 x_1 + (1-x_1) v'_1, \\ v_2 &= \tilde{v}_2 x_2 + (1-x_2) v'_2. \end{aligned} \right\} \quad (12-1)$$

При достаточно больших паросодержаниях, отбрасывая (по малости) вторые слагаемые в уравнениях (12-1), из условия $v_1 = v_2$ получим:

$$\tilde{v}_2 x_2 = \tilde{v}_1 x_1,$$

откуда

$$x_2 = \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{v}_2} x_1. \quad (12-2)$$

Тепло в изохорном процессе идет на изменение внутренней энергии пара, т. е.

$$q = u_2 - u_1 \approx (i'_2 + p_2 x_2) - (i'_1 + p_1 x_1). \quad (12-3)$$

Как видно из графика фиг. 12-1, нагревание водяного пара при $v = \text{const}$ вызывает подсушивание пара при повышающемся давлении. Изменение внутренней энергии можно определить и через энтальпию:

$$i_1 = u_1 + A p_1 v_1; \quad i_2 = u_2 + A p_2 v_2,$$

откуда

$$u_1 = i_1 - A p_1 v_1 \text{ и } u_2 = i_2 - A p_2 v_2.$$

Вычитая из второго уравнения первое, получим:

$$u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - A(p_2 - p_1)v, \quad (12-4)$$

где

$$v_1 = v_2 = v.$$

Рассмотрим построение изохоры в области влажного пара в sT -диаграмме. Нанесем в sT -диаграмме пограничные кривые.

Паросодержание x в точке B (фиг. 12-2) определится из соотношения:

$$x_1 = \frac{AB}{AC}.$$

Для точки E паросодержание x_2 найдется из соотношения

$$x_2 = \frac{DE}{DF}.$$

Из приведенных соотношений получим:

$$\frac{DE}{DF} = \frac{AB}{AC} \cdot \frac{x_2}{x_1}.$$

Но, как известно, из уравнения (12-2)

$$v'_1 x_1 = v''_2 x_2,$$

или

$$\frac{x_2}{x_1} = \frac{v''_1}{v''_2}.$$

После замены получим:

$$\frac{DE}{DF} = \frac{AB}{AC} \cdot \frac{v''_1}{v''_2}.$$

Здесь v'_1 и v''_2 объемы сухого пара при температурах T_1 и T_2 . Эти объемы могут быть взяты по таблицам. Правая часть нам известна. Следовательно, можно найти точку E .

Таким способом можно построить ряд точек кривой при $v = \text{const}$ в области влажного пара.

12-2. ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА

Влажный пар. Изобарный процесс 1—2 в области влажного пара является в то же время и изотермическим процессом, так как изотерма и изобара в области влажного пара совпадают (фиг. 12-3).

По уравнению первого закона

$$dq = du + Ap dv$$

Подводимое к пару тепло идет на изменение внутренней энергии и на внешнюю теплоту парообразования.

Поэтому количество подводимого тепла в изобарном процессе во влажном паре определяется из уравнения

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 = r(x_2 - x_1). \quad (12-5)$$

Рассмотрим изменение внутренней энергии влажного пара в изобарном процессе.

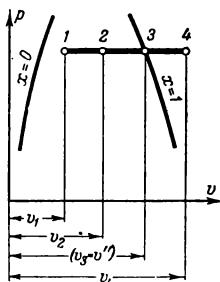
В первом состоянии

$$u_1 = i' + \rho x_1.$$

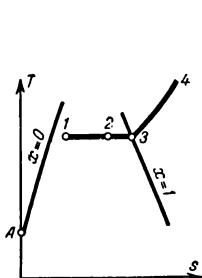
Во втором состоянии

$$u_2 = i' + \rho x_2.$$

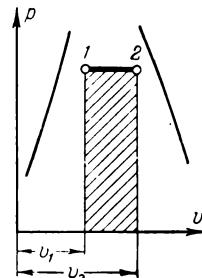
При одинаковых давлениях, как известно, не только скрытые теплоты парообразования $r_1 = r_2$, но внутренние теплоты



Фиг. 12-3. График изобарного процесса в *vp*-диаграмме.



Фиг. 12-4. Изображение изобары в *sT*-диаграмме.



Фиг. 12-5. График работы при $p = \text{const}$ в *vp*-диаграмме для влажного пара.

парообразования, т. е. $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ тоже равны. Отсюда окончательно изменение внутренней энергии в изобарном процессе во влажном паре найдется из выражения

$$u_2 - u_1 = \rho(x_2 - x_1). \quad (12-6)$$

Изменение энтропии в изобарном процессе во влажном паре определяется следующим образом, помня, что здесь $r_2 = r_1 = r$:

$$s_2 - s_1 = \frac{x_2 r}{T_s} - \frac{x_1 r_1}{T_s} = \frac{r}{T_s} (x_2 - x_1). \quad (12-7)$$

В *sT*-диаграмме изобара и изотерма в области влажного пара (так же как и в *vp*-диаграмме) совпадают. На фиг. 12-4 соответственно процессу 1—2 в диаграмме *vp* изображен этот же процесс в диаграмме *sT*.

При дальнейшем продолжении процесса можно достичь верхней пограничной кривой — сухой пар, точка 3, и далее попасть в область перегретого пара — точка 4.

Работа в изобарном процессе 1—2 во влажном паре может быть найдена из уравнения

$$l = p(v_2 - v_1), \quad (12-8)$$

где p — давление по изобаре;

v_1 — удельный объем в первой точке;

v_2 — удельный объем во второй точке.

В vp -диаграмме (фиг. 12-5) работа определяется площадью под прямой 1—2 процесса.

Если в первой точке паросодержание x_1 , а во второй x_2 , то объем в первой точке $v_1 = v''x_1$ и во второй $v_2 = v''x_2$. Отсюда уравнение работы примет вид

$$l = p(v''x_2 - v''x_1) = p v''(x_2 - x_1). \quad (12-9)$$

Количество подведенной теплоты

$$dq = di,$$

или

$$q = i_2 - i_1. \quad (12-10)$$

Значения i_2 и i_1 надо взять из диаграммы si .

Фиг. 12-6. График работы при $p = \text{const}$ в vp -диаграмме для перегретого пара.

Перегретый пар. Количество тепла, которое идет на повышение энталпии пара, определяется по формуле

$$q_p = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt = \int_{i_1}^{i_2} di = i_2 - i_1, \quad (12-11)$$

где i_1 и i_2 — энталпия в первой и второй точках.

Работа

$$l = p(v_2 - v_1). \quad (12-12)$$

Эта работа в диаграмме vp (фиг. 12-6) выражается заштрихованной площадью под изобарой 1—2.

12-3. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

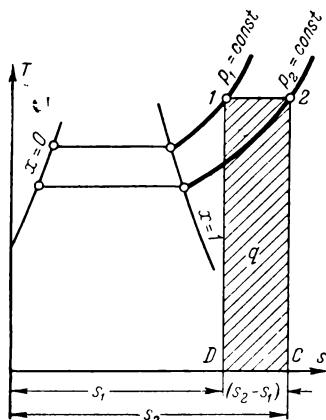
Влажный пар. В области влажного пара изотерма и изобара совпадают, т. е. изотермический процесс является одновременно и изобарным. Тем самым все положения, относящиеся к изобарному процессу в области влажного пара, остаются в силе и для изотермического процесса.

Перегретый пар. Изобразим изотермический процесс для перегретого пара в sT - и vp -диаграммах (12-7 и 12-8).

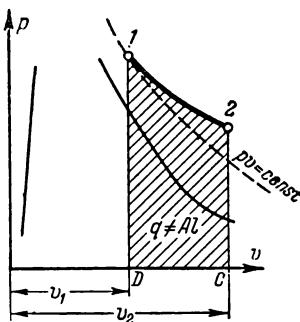
В диаграмме sT в области перегретого пара изотерма изображается прямой 1—2 фиг. 12-7.

Подводимое к пару тепло q определяется площадью $1CD2$. Как видно из диаграммы, при подводе тепла по изотерме конечное давление пара падает, но в то же время объем пара возрастает. Чем больше тепла будем подводить по изотерме к пару, тем дальше будем уходить от верхней пограничной

кривой в область перегрева, тем ближе пар будет по своему состоянию к идеальному газу.



Фиг. 12-7. График изотермического процесса для перегретого пара в sT -диаграмме.



Фиг. 12-8. График изотермического процесса для перегретого пара в vp -диаграмме.

Если подвергнуть перегретый пар изотермическому сжатию, то он сначала перейдет в сухое состояние, а при дальнейшем сжатии будет конденсироваться.

В vp -диаграмме изотерма изобразится гиперболической кривой 1—2 фиг. 12-8, более пологой, чем равнобокая гипербола (удовлетворяющая уравнению $pv = \text{const}$).

Обосновать это можно следующими соображениями: изотерма перегретого пара должна занять место между изотермами идеального газа и насыщенного пара, так как перегретый пар является телом, находящимся в переходном состоянии от насыщенного пара к идеальному газу.

Изотермический процесс для идеального газа характеризуется тем, что при $T = \text{const}$ $v = \text{const}$ и, следовательно, $q = Al$. Для изотермического подвода тепла к перегретому пару $u_1 \neq u_2$ и $q \neq Al$ (приращение внутренней энергии $u_2 - u_1$ обусловливается изменением потенциальной энергии взаимодействия молекул пара, которое отсутствует в идеальном газе). Площадь 1-2-СД под изотермой представляет собой работу расширения перегретого пара.

Количество подведенного тепла в изотермическом процессе определяется по уравнениям

$$dq = T ds,$$

или

$$q_{1,2} = T(s_2 - s_1). \quad (12-13)$$

Приращение внутренней энергии может быть определено из выражений для энтальпий пара в начальном и конечном его состояниях:

$$u_1 = i_1 - Ap_1v_1 \quad \text{и} \quad u_2 = i_2 - Ap_2v_2.$$

Вычитая одно уравнение из другого, получим:

$$u_2 - u_1 = (i_2 - i_1) - A(p_2v_2 - p_1v_1). \quad (12-14)$$

Работа в процессе может быть определена из уравнения первого закона

$$q = u_2 - u_1 + Al,$$

откуда

$$l = \frac{q - (u_2 - u_1)}{A} = 427 [q - (u_2 - u_1)] \quad (12-15)$$

12-4. АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Влажный пар. Адиабатный процесс характеризуется тем, что $dq = 0$. Для обратимого адиабатного процесса $ds = \frac{dq}{T_s} = 0$,

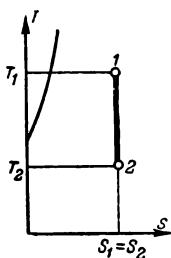
или $s = \text{const}$, т. е. в этом процессе энтропия не меняется. Поэтому в si - и sT -диаграммах фиг. 12-9 и 12-10 адиабата есть прямая, параллельная оси ординат. Для невысоких давлений уравнение адиабатного процесса имеет вид $pv^k = \text{const}$. Для влажного пара показатель адиабаты в этом уравнении может быть определен из выражения

$$k = 1,035 + 0,1x, \quad (12-16)$$

где x — начальное паросодержание в адиабатном процессе.

Тем самым для сухого насыщенного пара показатель адиабаты равен $k = 1,135$.

В vr -диаграмме адиабата изображается кривой 1—2 фиг. 12-11. При этом процесс адиабатного расширения идет сверху вниз по направлению 1—2, а процесс адиабатного сжатия идет снизу вверх по направлению 2—1. Площадь под кривой 1—2 фиг. 12-11 дает работу расширения.



Фиг. 12-9. График адиабатного процесса в sT -диаграмме.

При адиабатном расширении насыщенного пара паросодержание уменьшается, при адиабатном сжатии паросодержание увеличивается.

В области не очень высоких давлений в соответствии с уравнением $p v^k = \text{const}$ уравнение работы адиабатного процесса имеет вид:

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \right]. \quad (12-17)$$

В общем случае выражение для работы может быть получено из уравнения первого закона при $dq = 0$:

$$u_2 - u_1 + Al = 0,$$

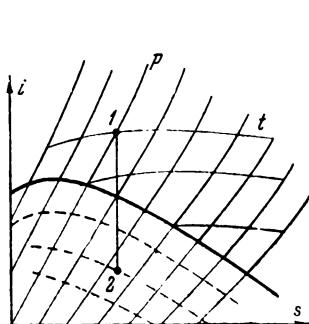
отсюда

$$l = \frac{u_1 - u_2}{A} = 427 (u_1 - u_2), \quad (12-18)$$

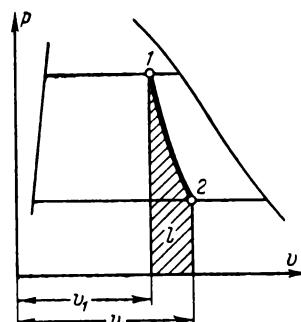
а так как $i = u + Apv$, то, следовательно,

$$l = 427 (i_1 - i_2) - p_1 v_1 + p_2 v_2. \quad (12-19)$$

В заключение отметим, что показатель k , стоящий в уравнении адиабаты вида $p v^k = \text{const}$ для пара, есть опытный коэффициент, который не равен отношению $\frac{c_p}{c_v}$ и относится к среднему состоянию пара в течение наблюдаемого процесса.



Фиг. 12-10. График адиабатного процесса в *si*-диаграмме.



Фиг. 12-11. График адиабатного процесса в *vp*-диаграмме.

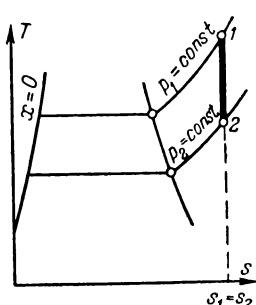
Перегретый пар. Обратимая адиабата в координатах *sT* и *si* в области перегретого пара остается прямой, параллельной оси ординат (фиг. 12-12 и 12-13), а в координатах *vp* она представляет собой гиперболическую кривую (фиг. 12-14).

Уравнение адиабаты перегретого пара для не очень высоких давлений имеет вид, подобный таковому для насыщенного пара, т. е.

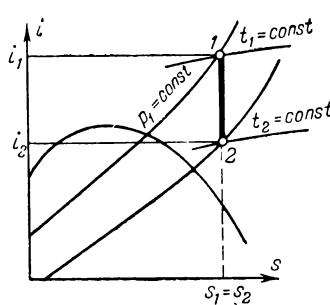
$$pv^k = \text{const},$$

при показателе $k = 1,30$. Показатель $k = 1,30$ является опытным коэффициентом, но не отношением $\frac{c_p}{c_v}$.

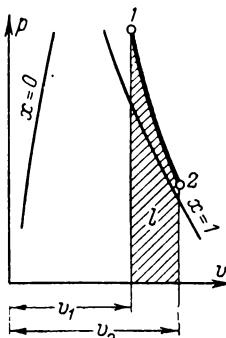
Так как в области перегретого пара $k = 1,3$, а в насыщенном паре $k = 1,135$ и ниже, то, следовательно, в области влажного пара в vp -диаграмме адиабата пойдет более отложо.



Фиг. 12-12. График адиабатного процесса для перегретого пара в sT -диаграмме.



Фиг. 12-13. График адиабатного процесса для перегретого пара в si -диаграмме.



Фиг. 12-14. График адиабатного процесса для перегретого пара в vp -диаграмме.

При возможности применить уравнение адиабаты $pv^k = \text{const}$ уравнение работы в области перегретого пара (как и в области насыщенного) будет иметь вид (12-17):

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right],$$

но при $k = 1,30$.

Работа может быть определена также по изменению внутренней энергии пара, т. е. по уравнениям (12-18) и (12-19):

$$l = \frac{1}{A} (u_1 - u_2) = 427 (u_1 - u_2) = 427 (i_1 - i_2) - p_1 v_1 + p_2 v_2.$$

Задача 12-1. Сухой пар при давлении 10 атм имеет объем 1 м³/кг. Определить конечное паросодержание, давление и количество отводимой теплоты, если в процессе изменения состояния при том же объеме конечная температура пара 60° С.

Решение. Точно:

$$x_2 = \frac{x_1(v_1'' - v_1') + v_1' - v_2'}{v_2'' - v_2'};$$

приближенно:

$$x_2 = \frac{x_1 v_1''}{v_2''}.$$

По таблицам находим:

$$v_1'' = 0,198 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v_1' = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$v_2'' = 7,687 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v_2' = 0,001017 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Следовательно, $x_2 = 0,0257$, или 2,57%.

При $t_s = 60^\circ\text{C}$ давление по таблицам насыщенного пара $p = 0,2 \text{ атм}$. Количество отведенной теплоты

$$Q_{1-2} = G(u_2 - u_1),$$

где

$$u_2 = i_2' + x_2 p_2 = 60 + 0,0257 \cdot 525,9 = 73,5 \text{ ккал/кг};$$

$$u_1 = i_1' + p_1 = 181,1 + 436,8 = 617,9 \text{ ккал/кг}.$$

Весовое количество пара

$$G = \frac{V}{v_2''} = \frac{1}{0,198} = 5,05 \text{ кг};$$

$$Q_{1-2} = 5,05 (73,5 - 617,9) = -2740 \text{ ккал/кг}.$$

Задача 12-2. Определить конечные паросодержание, энтальпию, объем и работу, если в 1 кг пара при постоянном давлении 9 атм и начальной влажности 80% подводится 300 ккал тепла.

Решение.

$$q_{1-2} = (x_2 - x_1)r; \quad x_2 = \frac{q}{r} + x_1;$$

$$x_2 = \frac{300}{486,8} + 0,2 = 0,816 \text{ (иначе 81,6%);}$$

$$v_2 = v' + x_2(v'' - v') = 0,001 + 0,816(0,2195 - 0,001) = 0,1783 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

$$\text{Работа } l = (x_2 - x_1)p v'' = (0,816 - 0,2) 90000 \cdot 0,2195 = 12140 \text{ кгм/кг}.$$

$$\text{Энтальпия } i_2 = i' + x_2 r = 176,6 + 0,816 \cdot 846,8 = 573,8 \text{ ккал/кг}.$$

Задача 12-3. Определить начальное и конечное паросодержание, работу и количество подведенного тепла, если 0,2 кг влажного пара давления 8 атм изотермически расширяются от 0,015 до 0,035 м³.

Решение. Удельные объемы:

$$v_1 = \frac{V_1}{G} = \frac{0,015}{0,2} = 0,075 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$v_2 = \frac{V_2}{G} = \frac{0,035}{0,2} = 0,175 \text{ м}^3/\text{кг},$$

Из таблиц при 8 атм (во влажном паре изотермический процесс совпадает с изобарическим)

$$v_1'' = v_2'' = 0,2454 \text{ м}^3/\text{кг} \text{ и } v_1 = v_2 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Отсюда

$$x_1 = \frac{v_1 - v_1'}{v_1'' - v_1'} = \frac{0,075 - 0,001}{0,2454 - 0,001} = 0,303 (30,3\%);$$

$$x_2 = \frac{v_2 - v_2'}{v_2'' - v_2'} = \frac{0,175 - 0,001}{0,2454 - 0,001} = 0,712 (71,2\%).$$

Подведенная теплота

$$Q = G(x_2 - x_1)r = 0,2(0,712 - 0,303) 490,9 = 40,14 \text{ ккал}.$$

Работа

$$l = p(v_2 - v_1) = 80\,000(0,035 - 0,015) = 1\,600 \text{ кгм}/\text{кг}; L = pG = 1\,600 \cdot 0,2 = 320 \text{ кг}.$$

Задача 12-4. Определить конечное состояние пара и работу, если 1 кг пара от начального давления 10 атм и $t = 300^\circ\text{C}$ адиабатно расширяется до $p = 0,06 \text{ атм}$. В конечном состоянии пар—влажный.

Решение. Условие адиабатичности процесса

$$s_2 = s_1 = \text{const.}$$

Энтропия

$$s_1 = s_1'' + 2,303c_{pm} \lg \frac{T_1}{T_s} = 1,5778 + 2,303 \cdot 0,539 \lg \frac{573}{452} = 1,7068 \text{ ккал}/\text{кг град.}$$

Конечное паросодержание определится по уравнению вида

$$s_x = s' + \frac{rx}{T} = s' + x(s'' - s'),$$

или для нашего случая

$$s_x = s_2' + x_2(s_2'' - s_2'),$$

но

$$s_x = s_1 = 1,068 \text{ ккал}/\text{кг град},$$

отсюда

$$x_2 = \frac{s_2 - s_2'}{s_2'' - s_2'} = \frac{1,7068 - 0,1232}{1,9880 - 0,1232} = 0,843.$$

Работа определится из уравнения

$$Al = u_2 - u_1,$$

где

$$\begin{aligned} u_2 &= i' + \rho_2 + c_{pm}(t_1 - t_s) - A\rho(v_1 - v_1'') = 181 + 436,8 = \\ &= 0,541(500 - 179,1) - \frac{100\,000}{427}(0,2640 - 0,1985) = 667,9 \text{ ккал}/\text{кг}; \end{aligned}$$

$$u_1 = i'_1 + x_2 \rho_2 = 35,8 + 0,843 \cdot 541,8 = 492,5 \text{ ккал}/\text{кг};$$

отсюда

$$l = 427(667,9 - 492,5) = 74\,890 \text{ кгм}/\text{кг}.$$

Задача 12-5. Какое количество тепла надо подвести к пару, чтобы он при постоянном объеме стал сухим, если 0,4 кг пара занимают объем $v = 0,08 \text{ м}^3$ при давлении 2,5 ата.

Задача 12-6. Определить объем, работу и конечную энталпию, если к 1 м^3 пара давления 8 ата и $x = 0,50$ подводится при постоянном давлении 2300 ккал.

Задача 12-7. Определить конечное давление и работу в изотермическом процессе, если к 1 кг пара давления 10 ата при $t = 300^\circ\text{C}$ подводится 80 ккал тепла.

Задача 12-8. Определить паросодержание, объем в конце расширения и работу, если 1,2 м^3 влажного пара адиабатно расширяются от 4,0 до 0,6 ата. Начальное паросодержание $x = 0,8$.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

13-1. ПАРОСИЛОВАЯ УСТАНОВКА

Большое практическое применение в теплосиловом хозяйстве приобрел водяной пар. Причинами, обеспечивающими такое значение водяного пара, являются:

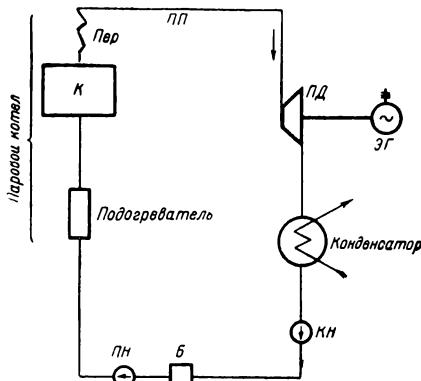
1) хорошие термодинамические свойства воды и водяного пара, определяющие высокую экономичность теплосиловых установок, работающих на водяном паре;

2) нейтральная реакция воды, представляющей вещество, не действующее на металлы;

3) распространенность воды на земле в совершенно достаточном для технических надобностей количестве.

На фиг. 13-1 изображена принципиальная схема паросиловой установки, работающей на водяном паре.

В котле K образуется пар из поступающей в котел питательной воды. В перегревателе котла $Пер$ пар перегревается и подается по паропроводу $ПП$ к паровому двигателю $ПД$ — паровой машине или паровой турбине, с электрогенератором $ЭГ$, превращающим механическую энергию в электрическую. Отработавший в двигателе пар поступает в конденсатор, откуда он в виде жидкости (конденсата) посредством конденсатного насоса $КН$ подается в питательный бак $Б$. Из питательного бака конденсат забирается питательным насосом $ПН$ для подачи в котел, в котором сначала питательная вода проходит через подогреватель воды, где подогревается отходящими дымовыми газами.

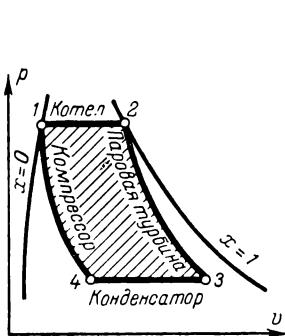


Фиг. 13-1. Схема паросиловой установки.

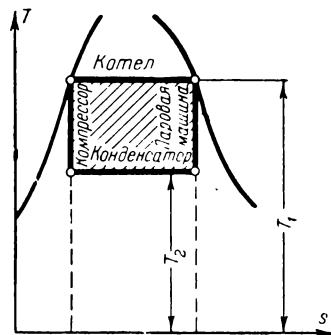
13-2. ЦИКЛ КАРНО ДЛЯ НАСЫЩЕННОГО ПАРА

Как известно, при работе в одинаковом интервале предельных температур термодинамически наиболее выгодным и не зависящим от природы рабочего тела является круговой цикл Карно.

Фиг. 13-2 и 13-3 показывают, как изобразится цикл Карно в vp - и sT -диаграммах для насыщенного пара. 1—2 — изотерма (изобара) — процесс образования пара в паровом котле; 2—3 — адиабата расширения пара в паровой турбине или паровой машине; 3—4 — изотерма (изобара) — процесс конденсации пара в конденсаторе; 4—1 — адиабата сжатия пара в компрессоре.



Фиг. 13-2. Цикл Карно для насыщенного пара в vp -диаграмме.



Фиг. 13-3. Цикл Карно для насыщенного пара в sT -диаграмме.

Схема установки, в которой может быть осуществлен цикл Карно в насыщенном паре, изображена на фиг. 13-4.

Пар из парового котла (фиг. 13-4) направляется по паропроводу в паровую машину или паровую турбину, где происходит расширение пара и производится работа. Пар, выходящий из паровой машины, направляется в конденсатор, в котором частично превращается в воду (влажный пар), и далее сжимаемый компрессором влажный пар подается в котел, где вновь превращается в пар. Таким образом, для осуществления цикла Карно теплосиловая установка должна иметь компрессор, который потребляет значительную часть работы, производимой паровой машиной.

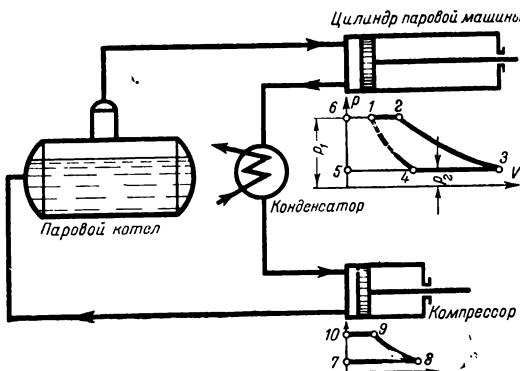
В vt -диаграмме, изображенной на фиг. 13-4, работа, производимая паровой машиной, будет представлять собой площадь 6—2—3—5, а работа, потребляемая компрессором, площадь 6—1—4—5.

Положительная работа силовой установки будет равна разности работы паровой машины и компрессора. Таким образом, полезная работа установки, работающей по циклу Карно во влажном паре, выразится площадью 1—2—3—4.

Термический к. п. д. рассматриваемого цикла Карно выражается следующим образом:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Следует, однако, отметить, что экономичность действительной установки, работающей по циклу Карно во влажном паре, значительно ниже таковой, определяемой по η_t . Это объясняется



Фиг. 13-4. Схема установки по циклу Карно для насыщенного пара.

большим влиянием несовершенства работы компрессора, величина которой соизмерима с работой, производимой паровой машиной или турбиной.

Таким образом, стремление улучшить экономику паросиловой установки приводит к необходимости уменьшения работы компрессора. Это имеет место при полной конденсации пара в конденсаторе. В этом случае компрессор (насос) сжимает не пар, а воду, потребляя небольшое количество работы. Такая схема осуществляется в другом цикле, называемом циклом Ренкина.

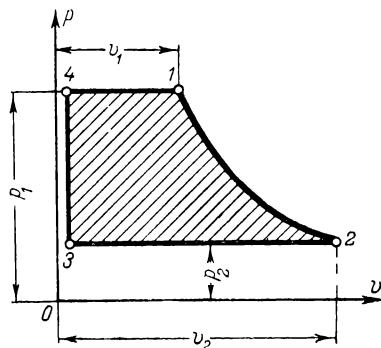
13-3. ЦИКЛ РЕНКИНА

Паросиловая установка состоит из водяного насоса (питательного), парового котла с водоподогревателем и пароперегревателем, парового двигателя (паровой машины или турбины) и конденсатора. В этих элементах установки происходит ряд процессов, которые могут быть изображены в uP -диаграмме (фиг. 13-5) или в sT -диаграмме (фиг. 13-6).

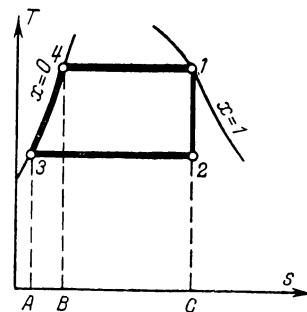
В питательном насосе происходит процесс повышения давления воды, теоретически — адиабатный. Этот процесс в uP -диаграмме изображается приближенно в виде вертикальной прямой 3—4, параллельной и близкой к оси ординат (ввиду малой сжимаемости воды и незначительности ее объема по сравнению с объемом пара).

В sT -диаграмме процесс адиабатного сжатия воды практически изображается точкой 3 (ввиду ничтожно малого повышения температуры воды). В насосе давление воды повышается от p_2 до p_1 .

В котельной установке происходит парообразование при постоянном давлении p_1 . Изобара парообразования в vr -диаграмме изображается горизонталью 4-1. Этот процесс состоит в свою очередь из трех частей: нагревания воды до температуры кипения (практически в точке 4), кипения воды до со-



Фиг. 13-5. Цикл Ренкина в vr -диаграмме.



Фиг. 13-6. Цикл Ренкина в sT -диаграмме.

стояния сухого насыщенного пара и перегрева. В sT -диаграмме нагревание воды изображается линией 3-4, кипение — линией 4-1 (с изменением паросодержания от $x_4 = 0$ до $x_1 = 1$); процесс перегрева должен изображаться продолжением горизонтали 4-1 вправо (фиг. 13-6 относится к насыщенному пару).

В следующем процессе адиабатного расширения 1-2 производится работа (в паровом двигателе) со снижением давления от p_1 до p_2 . В точке 2 пар — влажный насыщенный ($x_2 < 1$).

Затем происходит изобарно-изотермический процесс 2-3 конденсации пара в конденсаторе до состояния воды ($x_3 = 0$). Конденсат питательным насосом снова подается в котел.

Описанный цикл может быть повторен неограниченное число раз.

Совокупность процессов адиабатного сжатия воды в насосе (3-4 в vr -диаграмме) с последующим изобарным нагреванием ее до температуры кипения с хорошим приближением заменяется процессом, идущим по нижней пограничной кривой (3-4 в sT -диаграмме).

Таким образом, теоретический цикл парового двигателя состоит из следующих процессов:

1) изобары парообразования 4-1; 2) адиабаты расширения 1-2; 3) изобары конденсирования 2-3; 4) нижней погранич-

ной кривой 3-4. В *up*-диаграмме процесс 3-4 практически совпадает с осью ординат.

Этот цикл называется циклом Ренкина.

Располагаемая работа пара в цикле Ренкина, как это видно из *up*-диаграммы фиг. 13-5*, будет:

$$l_t = l_{ad} + p_1 v_1 - p_2 v_2. \quad (13-1)$$

Из основного уравнения термодинамики для процесса 1-2 следует:

$$l_{ad} = \frac{u_1 - u_2}{A},$$

где u_1 и u_2 — внутренняя энергия пара в начале и в конце адиабатного расширения.

Таким образом, получим:

$$l_t = \frac{u_1 - u_2}{A} + p_1 v_1 - p_2 v_2 = \frac{1}{A} [(u_1 + Ap_1 v_1) - (u_2 + Ap_2 v_2)]. \quad (13-2)$$

Сумма внутренней энергии и энергии объема в тепловых единицах есть энтальпия:

$$i = u + Apv,$$

следовательно,

$$l_t = \frac{i_1 - i_2}{A},$$

или

$$l_t = 427 (i_1 - i_2) \text{ кгм/кг}, \quad (13-3)$$

где i_1 и i_2 — значения энтальпии в начале и в конце адиабатного расширения.

Разность энтальпий между начальной и конечной точками адиабатного расширения называется располагаемым теплопадением (теплоперепадом) и обозначается h_t :

$$i_1 - i_2 = h_t, \text{ ккал/кг.}$$

т. е. располагаемый теплоперепад h_t представляет собой работу 1 кг пара в цикле Ренкина, выраженную в килокалориях.

Термическим к. п. д. всякого цикла называется отношение полезно использованного тепла к затраченному. В цикле Ренкина тепло, перешедшее в работу, будет:

$$i_1 - i_2 \text{ ккал/кг.}$$

* При пренебрежении работой насоса.

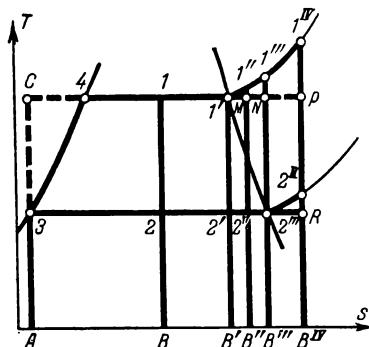
Если образовавшийся в конденсаторе конденсат с энталпийей i_2' направляется в паровой котел для превращения в пар с энталпией i_1 , то термический к. п. д. цикла будет равен:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_2}. \quad (13-4)$$

13-4. ЦИКЛ РЕНКИНА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ПАРА

В зависимости от свойств пара перед началом адиабатного расширения меняются вид и экономичность цикла Ренкина.

На фиг. 13-7 представлен в sT -диаграмме цикл Ренкина для случаев: а) влажного, б) сухого насыщенного и в) перегретого пара.



Фиг. 13-7. Цикл Ренкина для влажного, сухого и перегретого пара в диаграмме sT .

на верхней пограничной кривой, адиабата расширения проходит до точки $2'$, в которой пар является влажным со степенью сухости $x_2 < 1$.

в) Перегретый пар. Смотря по степени перегрева (при $p = \text{const}$), состояние пара может оказаться в точках $1''$, $1'''$, 1^{IV} и дальше. В точке $1''$ пар перегрет незначительно, так что после адиабатного расширения (в точке $2''$) пар становится влажным насыщенным, при $x_2 < 1$.

Из состояния $1'''$ адиабатное расширение приводит пар к состоянию сухого насыщенного в точке $2'''$ и, наконец, при начальном состоянии перегретого пара, лежащем в точке 1^{IV} , пар после адиабатного расширения (в точке 2^{IV}) остается перегретым в большей или меньшей степени.

Точка 2^{IV} лежит на изобаре перегретого пара, которая характеризует конечное давление расширения p_2 в рассматриваемом цикле (но не на изотерме $3-2'''$).

а) Влажный пар. Парообразование идет до состояния пара, соответствующего точке 1 при паросодержании $x < 1$. Адиабата расширения пара изображается линией $1-2$. Конечное состояние пара определяется точкой 2 , в которой степень сухости пара имеет еще меньшую величину, чем в точке 1 ($x_2 < x_1$). Остальные процессы проходят точно так же, как рассмотрено выше, в § 13-3.

б) Сухой насыщенный пар. От точки $1'$, соответствующей состоянию сухого насыщенного пара ($x_1 = 1$) и лежащей

Имея цикл Ренкина в sT -диаграмме, можно графически определить его термический к. п. д. (пользуясь свойствами этой диаграммы). Проведя вертикали $3A$, $1B$, $1'B'$ (фиг. 13-7) и т. д., получаем в виде площадей $A-3-4-1-2-B$ и т. д. тепло, затраченное в соответствующих циклах. Термо, превращенное в механическую работу, представится площадями $3-4-1-2-3$, $3-4-1'-2'-3$, $3-4-1''-2''-3$ и т. д. Термический к. п. д. цикла Ренкина соответственно составит:

для влажного пара (цикл $3-4-1-2-3$)

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } 3-4-1-2-3}{\text{пл. } A-3-4-1-B};$$

для сухого пара (цикл $3-4-1'-2'-3$)

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } 3-4-1'-2'-3}{\text{пл. } A-3-4-1'-B'};$$

для перегретого пара (цикл $3-4-1''-2''-3$)

$$\eta_t = \frac{\text{пл. } 3-4-1''-2''-3}{\text{пл. } A-3-4-1''-B''} \text{ и т. д.}$$

Из сопоставления этих выражений видно, что наименьшим из этих к. п. д. будет к. п. д. цикла для влажного пара, причем он будет тем ниже, чем меньше сухость пара. Это обусловливается большим влиянием треугольника $4-3D$, которое тем заметнее, чем ближе точка 1 к точке 4 , т. е. чем ниже паросодержание влажного пара.

Для перегретого пара термический к. п. д. будет наибольшим, так как при прочих равных условиях величина полезной работы по сравнению с циклами насыщенного пара будет больше на величину площадей треугольников соответственно пл. $1-1''-M$ и пл. $1-1'''-N$. Таким образом, до точки $1''$ при увеличении температуры перегрева можно констатировать значительное и неуклонное увеличение термического к. п. д. для цикла Ренкина с перегретым паром. При переходе к точке 1^IV замечается наряду с увеличением рабочей площади цикла одновременное его уменьшение благодаря вычитанию площадей треугольников, подобных $2'''2^IVR$. Так как величины площадей, увеличивающих рабочую площадь цикла, остаются больше тех площадей, на которые она уменьшается (пл. $1'-1^IV-P >$ пл. $2'''-2^IV-R$), то повышение термического к. п. д. цикла Ренкина продолжается с увеличением перегрева, но в меньшей степени, чем прежде.

Необходимо иметь в виду, что для обычных современных конденсационных установок характерным является вид цикла, соответствующий фигуре $4-1''-2''-3$, когда пар выходит из двигателя в состоянии значительной влажности ($x > 0,88$).

Определим расход пара в цикле Ренкина.

Как это следует из уравнения (13-3), полезная работа 1 кг пара в цикле Ренкина может быть определена из выражения

$$l_t = 427(i_1 - i_2) \text{ кгм.}$$

Расход пара на единицу механической работы представляет весьма важную характеристику цикла, так как обуславливает большую или меньшую его экономичность.

Отсюда на 1 кг работы необходимо затратить количество пара, равное

$$\frac{1}{427(i_1 - i_2)} \text{ кг/кгм.}$$

Практически мощность паровых двигателей измеряется в лошадиных силах. Это измерение сложилось исторически, когда паровой двигатель (паровая машина) выступила в замену силы животных, применявшимся в различных промышленных и хозяйственных работах. Мощность в 1 лошадиную силу определена в 75 кгм/сек и была той максимальной мощностью, которую можно было получить кратковременно от лошади. Работа, которую способна совершить такая мощность в час, равна $75 \cdot 3600 = 270\,000 \text{ кгм.}$

Расход пара на 1 лошадиную силу в час (*л. с. ч.*) называется удельным расходом пара; для идеальной машины без потерь, работающей по циклу Ренкина, этот расход составляет

$$d_0 = \frac{270\,000}{427(i_1 - i_2)} = \frac{632}{i_1 - i_2} \text{ кг/л. с. ч.,} \quad (13-5)$$

где $i_1 - i_2$ — адиабатный тепловой перепад, равный разности энтальпии пара в начале и в конце адиабатного расширения, *ккал/кг.*

Тепловой перепад $i_1 - i_2$, *ккал/кг* может быть определен непосредственным отсчетом по вертикали между начальной и конечной точками адиабатного расширения по *si*-диаграмме.

Аналогично тому, как определен расход пара на 1 л. с. ч., расход пара на 1 квтч будет:

$$d_0 = \frac{860}{i_1 - i_2} \text{ кг/квтч.} \quad (13-6)$$

Подобно выводу уравнений (13-5) и (13-6) расход тепла на 1 л. с. ч. в идеальной машине, работающей по циклу Ренкина, будет:

$$q_0 = \frac{632}{\eta_t}. \quad (13-7)$$

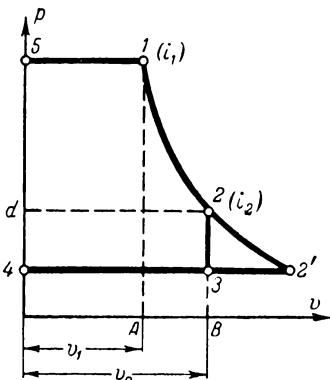
Расход тепла на 1 квтч

$$q_0 = \frac{860}{\eta_t}. \quad (13-8)$$

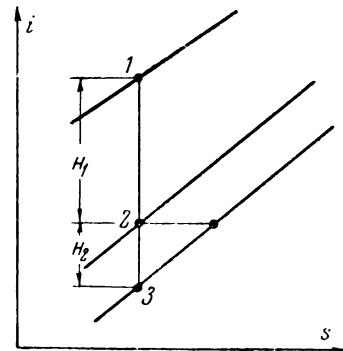
13-5. ЦИКЛ С НЕПОЛНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ПАРА

По рассмотренному выше циклу Ренкина работают паротурбинные теплосиловые установки. В турбине таких установок производится полное расширение пара до конечного давления его в конденсаторе (точка 2 фиг. 13-5).

Паровая машина вследствие неэкономичности применения чрезмерно большого цилиндра (в случае полного расширения), а также ввиду относительно малой потери работы, связанной



Фиг. 13-8. Цикл с неполным расширением пара в *up*-диаграмме.



Фиг. 13-9. Перепады тепла в цикле с полным расширением в *si*-диаграмме.

с отказом от использования площади 2—2'—3 (фиг. 13-8), работает по видоизмененному циклу, представленному на этой фигуре контуром 1—2—3—4—5.

Этот цикл иногда и полагается в основу оценки работы поршневой паровой машины как ее идеальный цикл. Расширение, начавшееся в точке 1, продолжается только до точки 2, т. е. происходит так называемое неполное расширение.

Работа 1 кг пара по циклу складывается из работ, изображаемых на диаграмме площадями $1-2-d-5$ и $2-3-4-d$ (фиг. 13-8), т. е.

$$l = 427(i_1 - i_2) + 10000(p_2 - p_3)v_c, \quad (13-9)$$

где p_2 и p_3 даны в техническом измерении — $\text{кг}/\text{см}^2$ (в отличие от принятой в термодинамике размерности $\text{кг}/\text{м}^2$); v_c — удельный объем пара в точке 3, $\text{м}^3/\text{кг}$.

Если принять, что в котле используется теплота жидкости (конденсата) i_4' , то термический к. п. д. рассматриваемого цикла

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_4} + \frac{10\,000(p_2 - p_3)v_c}{427(i_1 - i'_4)} . \quad (13-10)$$

Обозначив теплоперепад, соответствующий процессу $i_1 - i_2$ в si -диаграмме (фиг. 13-9):

$$i_1 - i_2 = H_1$$

и принимая

$$\frac{10\,000(p_2 - p_3)}{427} = H'_2; H_0 = H_1 + H'_2,$$

будем иметь для цикла с неполным расширением, так же как и для цикла Ренкина, удельный расход пара на 1 л. с. ч.

$$d_0 = \frac{632}{H_0} \text{ кг/л. с. ч.} \quad (13-11)$$

или на 1 квтч

$$d_0 = \frac{860}{H_0} \text{ кг/квтч.} \quad (13-12)$$

13-6. СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ К. П. Д. ЦИКЛА ПАРОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Наиболее существенным применением выражения термического к. п. д. идеального цикла парового двигателя является возможность исследования условий его повышения и увеличения экономичности соответствующей действительной машины.

Рассмотрение термического к. п. д. цикла Ренкина, лежащего в основе анализа современных паровых двигателей, позволяет установить его прямую зависимость от теплового адиабатного перепада $i_1 - i_2$. Увеличение этого перепада влечет за собой повышение к. п. д.

Так как увеличение перепада может являться следствием как увеличения энталпии пара при начальных параметрах процесса, так и его уменьшения в конце процесса расширения при конечных параметрах процесса, то практически мероприятия должны быть направлены на увеличение i_1 и на снижение i_2 .

Что касается увеличения начальной энталпии пара, то оно зависит, как показывает si -диаграмма, от начального давления пара и температуры. В развитии паровых двигателей отмечается постоянное повышение обоих этих параметров пара.

В настоящее время в СССР освоено и применяется в практической работе давление до 170 ата. Отдельные же опыты с паровыми установками производились и производятся вплоть до критического давления водяного пара ($p_k = 225,65$ ата и $t_k = 374,15^\circ\text{C}$) и выше.

В отношении температуры рабочего пара следует отметить, что предел повышения этого параметра устанавливается свойствами материала (сталь), из которого выполняются пароперегреватель, а также лопатки и диски первых ступеней турбины. В настоящее время можно считать практически

освоенной температуру пара в 500—550°С, а в производственных опытах эта температура доведена до 600°С.

Для уменьшения конечного значения энталпии пара прибегают к применению вакуума, т. е. к созданию искусственного разрежения в конденсаторе за паровым двигателем путем возможно более глубокого охлаждения водой выходящего из машины пара.

Так как охлаждение производится водой из естественных водоемов температурой в среднем порядка 10—20°С, то практически достижимое конечное давление связано с температурой этой воды и составляет 0,03 до 0,04 ата (т. е. вакуум равен 97—96%).

При выборе предельной глубины вакуума практически необходимо учитывать расход энергии на поддержание вакуума (главным образом на прокачку охлаждающей воды через конденсатор), который значительно возрастает с увеличением глубины вакуума. В простейших паровых машинах обычно не понижают давление пара за машиной ниже 0,2÷0,1 ата.

Таблица 13-1 дает изменение термического к. п. д. цикла Ренкина в зависимости от начальных параметров пара при конечном давлении $p_2 = 0,04$ ата.

Таблица 13-1

	Обозначения	Параметры пара			
		29 ата, 400° С	35 ата, 435° С	90 ата, 480° С	225 ата, 550° С
Энталпия пара в начале процесса расширения, ккал/кг	i_1	772	790	798	811
То же в конце его адиабатного расширения	i_2	498	501	473	447
Располагаемый теплоперепад, ккал/кг	$i_1 - i_2$	274	289	325	364
Энталпия конденсата при $p_2 = 0,04$ ата	i'_3	29	29	29	29
Подведенное от горячего источника тепло, ккал/кг	$i_1 - i'_3$	743	761	769	782
Термический к. п. д. цикла Ренкина	η_t	36,7	38,0	42,2	46,7
Увеличение к. п. д. по сравнению с к. п. д. при 29 ата, 400° С, % . . .	$\Delta\eta$	0	3,5	14,9	27,2
Расход тепла на 1 л. с. ч. в цикле Ренкина, ккал/л. с. ч.	q_0	1 725	1 665	1 500	1 355

Заметим, что с повышением давления пара при сохранении постоянства температуры термический к. п. д. цикла Ренкина сначала увеличивается быстро, а затем медленно.

С повышением температуры пара при сохранении постоянства начального и конечного давлений пара термический к. п. д. цикла повышается достаточно равномерно.

Из этого следует, что при повышении начальных параметров пара особенно выгодным было бы увеличивать его температуру, чему, как мы видели, препятствуют практические затруднения с получением жароупорных сталей.

Поэтому в практике наблюдаются относительно значительный рост начального давления и умеренный рост температуры пара.

Конечное давление в табл. 13-1 принято 0,04 *ата*, что соответствует вакууму, обычно применяемому при паровых турбинах.

Действительный к. п. д. паровых двигателей меньше η_i идеального цикла Ренкина.

Из числа специальных мер, применяемых в современных паровых установках для повышения к. п. д., наиболее существенными являются:

- 1) регенеративный подогрев питательной воды;
- 2) промежуточный перегрев пара;
- 3) применение бинарных циклов.

Первое мероприятие — регенеративный подогрев — применяется в настоящее время очень широко во всех паротурбинных установках как высокого, так и среднего давления.

Промежуточный перегрев полезен в установках высокого давления. Осуществление бинарных циклов требует применения кроме водяного пара еще другого рабочего тела.

13-7. РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ПОДОГРЕВ ПИТАТЕЛЬНОЙ ВОДЫ

Можно доказать, что при заданных температурных границах условием достижения наибольшего к. п. д. в цикле является изотермичность процессов сообщения и отвода тепла. В цикле Карно для перехода от одной изотермы к другой применен адиабатный процесс как простейший, не требующий обмена теплом с внешней средой. Выбор процессов, служащих для перехода от одной изотермы к другой и обратно, при известных условиях не изменяет его экономичности.

На фиг. 13-10 показан цикл Ренкина 1—2—3—4 в применении к насыщенному пару. Если провести кривую 1—2' экеиди-стантно кривой 3—4 (т. е. так, чтобы точки кривых 1—2' и 3—4 находились на равных горизонтальных расстояниях), то получится другой цикл 1—2'-3—4, имеющий площадь, равную площади фигуры 1-2-b-4, представляющей цикл Карно для насыщенного пара в том же перепаде температур, что и цикл Ренкина.

Для того чтобы термический к. п. д. цикла 1-2'-3-4 повысить до к. п. д. цикла Карно, необходимо тепло, представленное площадью $C-2'-1-D$, отнять от пара в процессе 1—2' и возвратить в процессе нагрева воды 3-4 в виде площади $A-3-4-B$. Это можно сделать, если представить себе измененный цикл Ренкина происходящим при таких условиях, когда в бесконечном числе точек процесса расширения 1—2 тепло отделяется от расширяющегося пара и передается для нагрева питательной воды в процессе 3-4.

Для этой цели потребовалось бы бесконечное число мест отбора и возврата тепла, что практически выполнить невозможно. Но при выполнении этого условия получается особый цикл, отличный от цикла Ренкина, с термическим к. п. д., равным η_t цикла Карно, осуществленного в том же интервале температур. Такой цикл называется регенеративным.

Практически ограничиваются несколькими регенеративными отборами пара из парового двигателя, число которых редко превышает 4—5. Это — цикл с регенеративным подогревом воды.

Под этим циклом разумеется такой способ работы парового двигателя, при котором часть пара отбирается из двигателя, в нескольких пунктах, не доходя до конденсатора, с целью применения этого пара для подогрева питательной воды.

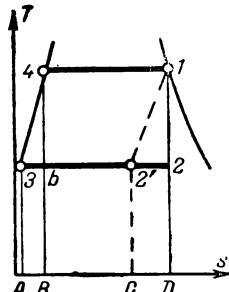
Применение регенеративного метода в действительной паровой установке кроме повышения к. п. д. представляет нижеследующие выгоды:

- 1) уменьшает количество пара, проходящего через последние ступени турбины, тем самым уменьшая размеры этих элементов турбины, а также конденсатора;
- 2) уменьшает расход воды, охлаждающей конденсатор;
- 3) допускает удобное осуществление воздушного подогревателя отходящими газами.

13-8. СХЕМА УСТАНОВКИ, РАБОТАЮЩЕЙ ПО ЦИКЛУ С РЕГЕНЕРАТИВНЫМ ПОДОГРЕВОМ ВОДЫ

На фиг. 13-11 дана схема установки, работающей с регенеративным подогревом воды, где обозначения те же, что и на фиг. 13-1, с добавлением регенеративного подогревателя питательной воды P/L отобранным от турбины паром.

Рассмотрим схему с одним регенеративным отбором и определим соответствующий термический к. п. д. для сравнения его с циклом Ренкина. Обозначим параметры пара следующим



Фиг. 13-10. Регенеративный цикл в sT -диаграмме.

образом: i_1 — начальное значение энталпии пара; p_1 — начальное давление и t_1 — начальная температура; то же для отбора i_o , p_o , t_o ; в конденсаторе i_k , p_k , t_k ; энталпия конденсата

численно близка к его температуре. При работе по циклу Ренкина тепло, обращенное в работу в единицу времени, теоретически будет равно Dh ккал/час, где h — адиабатный перепад тепла при часовом расходе пара турбиной D кг/час. Термический к. п. д., считая, что конденсат возвращается с энталпиией i_k , будет:

$$\eta_t = \frac{h}{i_1 - i_k}, \quad (13-13)$$

Фиг. 13-11. Схема паротурбинной установки с одним регенеративным отбором.

При работе с регенеративным подогревом питательной воды, если температура подогрева равна температуре греющего пара (без потерь), тепло, превращенное в работу, будет:

$$(D' - D_o)h + D_o h',$$

где D' — новый расход пара турбиной при работе ее с отбором D_o , кг/час;

h' — перепад тепла, который используется отбиаемым паром от начального давления до давления отбора, ккал/кг.

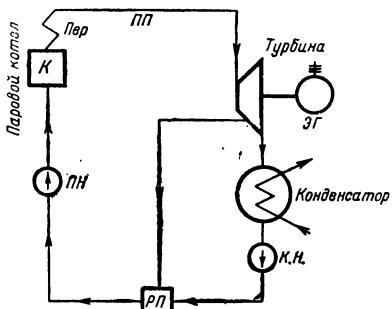
Тепло, обращенное в работу $(D' - D_o)h$, есть часовая работа того пара, который проходит до конденсатора, $D_o h'$ часовая работа пара, выходящего в отбор. Термический к. п. д. для случая регенеративного отбора составится так:

$$\eta'_t = \frac{\left(1 - \frac{D_o}{D'}\right)h + \frac{D_o}{D'}h'}{i_1 - i_{n.o}}, \quad (13-14)$$

где под $i_{n.o}$ разумеется энталпия при новой температуре питательной воды, равной температуре греющего отобранного пара.

Если мощность N квт, получаемая от установки, остается неизменной как при работе по циклу Ренкина, так и с регенеративным подогревом, то

$$D = \frac{860 N}{h} \text{ и } D' = \frac{860 N}{\left(1 - \frac{D_o}{D'}\right)h + \frac{D_o}{D'}h'}, \quad (13-15)$$



откуда, обозначая $\frac{D_0}{D'} = a_0$, имеем

$$\frac{D'}{D} = \frac{h}{(1 - a_0)h + a_0 h'}. \quad (13-16)$$

Отношение количества отобранного пара D_o по всему пару, подведенному к машине, D' , обозначенное через a_o , находится из уравнения теплового баланса подогревателя:

$$\begin{aligned} D_o(i'_o - i_{n.s}) &= (D' - D_o)(i_{n.s} - i_\kappa); \\ i'_o - i_{n.s} &= \left(\frac{D'}{D_o} - 1\right)(i_{n.s} - i_\kappa); \\ \frac{D'}{D_o} &= \frac{i'_o - i_{n.s}}{i_{n.s} - i_\kappa} + 1 = \frac{i'_o - i_\kappa}{i_{n.s} - i_\kappa}. \end{aligned} \quad (13-17)$$

Если удельный расход тепла без регенерации

$$q = \frac{860}{\eta_t} \text{ ккал/квтч},$$

а с регенерацией

$$q' = \frac{860}{\eta'_t},$$

то сбережение тепла в процентах будет:

$$\frac{q - q'}{q} = 1 - \frac{q'}{q} = 1 - \frac{\eta_t}{\eta'_t} = \frac{\eta'_t - \eta_t}{\eta'_t}.$$

Подставляя сюда значения η'_t и η_t из формул (13-13) и (13-14), получаем:

$$\frac{q - q'}{q} = 1 - \frac{\eta_t}{\eta'_t} = 1 - \frac{h(i_1 - i_{n.s})}{[(1 - a_0)h + a_0 h'](i_1 - i_\kappa)}. \quad (13-18)$$

Расчет этого сбережения тепла для различных параметров отбора, а также опыт показывают, что наибольшая выгода достигается при вполне определенном способе выбора давления отбора, которого и придерживаются на практике.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при регенеративном отборе общий расход пара машиной увеличивается, как показывает уравнение (13-16), несмотря на то, что количество тепла, затрачиваемое на 1 квтч, уменьшается по сравнению со случаем отсутствия отбора.

При рассмотрении схемы на фиг. 13-11 предположено применение смешивающего регенеративного подогревателя, в действительности же применяются главным образом поверхностные подогреватели, в которых потоки подогреваемой питательной воды и греющего пара разделены стенкой. В такой системе возникает необходимость отвода конденсата греющего пара, что вносит в схему значительные усложнения.

Фиг. 13-12 показывает, как с увеличением числа регенеративных отборов повышается термический к. п. д. цикла

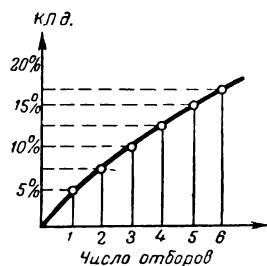
Ренкина: сначала процесс увеличения к. п. д. идет быстро—первые ступени регенеративного подогрева дают значительное повышение к. п. д. цикла, а с увеличением числа отборов кривая к. п. д. медленно (ассимптотически) приближается к максимальному его значению, соответствующему термическому к. п. д. цикла Карно.

Практически экономия при применении регенеративного подогрева питательной воды достигает в среднем: при одной ступени подогрева 5,5%, при двух 8%, при трех 9—10%, при пяти—до 12%.

13-9. ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ (ВТОРИЧНЫЙ) ПЕРЕГРЕВ ПАРА

Как видно из *si*-диаграммы, при повышении параметров пара адиабатное расширение его до глубокого вакуума (например, при $p_2 = 0,04 \text{ ата}$) приводит к повышенной степени влажности пара в конечном состоянии. Практически на лопатках паровой турбины, которая является наиболее употребительным паровым двигателем в установках большой мощности, работа пара при наличии значительной влажности в конце процесса становится менее экономичной, а самые лопатки подвергаются большому износу благодаря воздействию капелек воды. По этим соображениям степень влажности в конце расширения не допускается выше 12%, в крайнем случае 14% ($x = 86\%$).

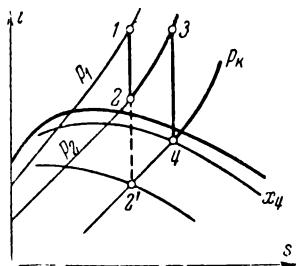
Одним из средств для достижения этого условия является применение промежуточного (вторичного) перегрева пара. В этом случае пар, работающий в машине, в некоторой ее точке отбирается целиком, снова подвергается перегреву до соответ-



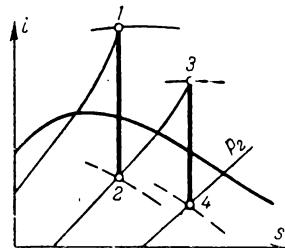
Фиг. 13-12. Экономия при применении регенеративного подогрева воды в зависимости от числа отборов пара.

ствующей высокой температуры и в перегретом состоянии подводится вновь к турбине для дальнейшей работы в ней.

В *si*-диаграмме (фиг. 13-13) представлен этот процесс с промежуточным перегревом. При отсутствии промежуточного перегрева пар от точки 1 достиг бы в адиабатном расширении точки 2', характеризующейся значительной влажностью (малым паросодержанием). Если же на пути расширения пара в машине отобрать весь пар в некоторой точке 2 (с давлением p_2) и перегреть его при постоянном давлении p_2 до точки 3, а затем вернуть в машину и продолжить адиабатное расширение до



Фиг. 13-13. Цикл с промежуточным перегревом пара в *si*-диаграмме.



Фиг. 13-14. График для вывода формулы к. п. д. цикла с промежуточным перегревом пара.

давления p_k (того же, что и в первом случае), то конечное состояние пара будет характеризоваться точкой 4, лежащей вблизи кривой насыщения, при небольшой влажности, с паросодержанием x_4 .

Одновременно с повышением к. п. д. турбины, работающей с выпусктом пара в сухом состоянии или умеренной влажности, а также с предотвращением чрезмерного износа лопаток, может быть получено и некоторое дополнительное сбережение тепла, обусловливаемое самим процессом промежуточного перегрева пара. Для достижения наилучшего экономического эффекта необходимо соблюдение некоторых особых условий, касающихся выбора давления и температуры пара в процессе промежуточного перегрева.

Термический к. п. д. цикла с промежуточным перегревом пара в диаграмме *si* определяется следующим соотношением (фиг. 13-14):

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) + (i_3 - i_4)}{(i_1 - i_k) + (i_3 - i_2)}, \quad (13-19)$$

где i_1 и i_2 — начальное и конечное значения энталпии пара в первой части турбины;

i_3 и i_4 — начальное и конечное значения энталпии во второй части турбины;

i'_k — теплота жидкости (конденсата) при давлении p_2 в конденсаторе.

На фиг. 13-15 дан цикл с промежуточным перегревом в sT -диаграмме. Обычный (основной) перегрев даст возможность добавить к циклу полезную площадь $b-1-d-c$. В свое время мы видели, что перегрев пара повышает к. п. д. цикла Ренкина

по сравнению с тем же циклом насыщенного пара.

Вторичный перегрев прибавляет к циклу рабочую площадь $2-3-4-d$. Для того чтобы добавка этой площади повела к общему увеличению к. п. д. цикла в целом, необходимо, чтобы вновь присоединяемая площадь имела экономичность выше, чем у цикла с основным перегревом.

Это и будет условием выгодности применения вторичного перегрева пара. Таким образом, вторичный перегрев

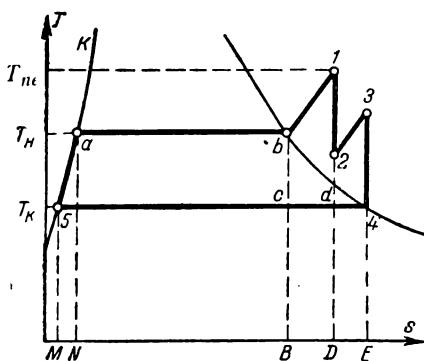
помимо его основной цели — устранения невыгодных моментов в работе парового двигателя (уменьшение его относительного к. п. д. вследствие чрезмерной влажности, устранение износа лопаток) — дает и прямую экономию тепла, непосредственно увеличивая термический к. п. д. идеального цикла. Последний выигрыш при правильном выборе параметров промежуточного перерыва составляет 5—7% от к. п. д. идеального цикла.

13-10. БИНАРНЫЕ ЦИКЛЫ

Перегрев пара в цикле Ренкина сыграл большую роль в теплотехнике. Прибавление к площади основного цикла насыщенного пара площади добавочной части цикла (перегрева пара), имеющей более высокий термический к. п. д. по сравнению с основным циклом, повышает общий к. п. д.

Удельный расход топлива и экономический к. п. д. современной теплосиловой установки с регенерацией близки к своим оптимальным пределам.

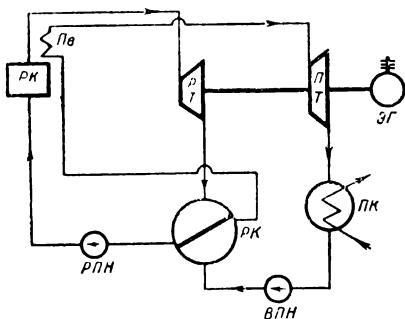
Рассматривая цикл Ренкина для перегретого пара, например, с промежуточным перегревом, с точки зрения лучшего соответствия эквивалентному циклу Карно, при данном перепаде температур от T_{ne} до T_k (фиг. 13-15), мы видим, что имеется площадь $K-1-b-a$, представляющая неиспользованное для обра-



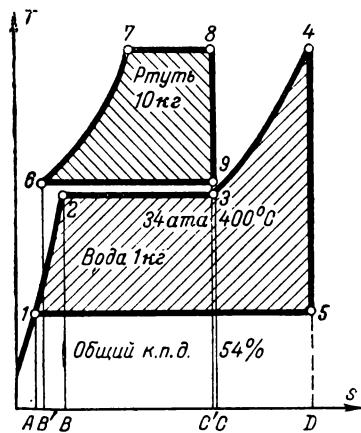
Фиг. 13-15. Цикл с промежуточным перегревом пара в sT -диаграмме.

шения в работу тепло при температурном перепаде от T_{ne} до T_n . Если бы эта площадь хотя частично могла быть использована, то при том же перепаде температур термический к. п. д. цикла мог бы значительно увеличиться.

Для лучшего использования площади эквивалентного цикла Карно, имеющего, как известно, максимальный η_q , можно подобрать два рабочих тела, которые по своим физическим параметрам могли бы заполнить эту площадь совместно. Первым из этих тел может быть взята ртуть, которая, например, при 10 ата имеет температуру кипения 515,5°C, а при



Фиг. 13-16. Схема бинарной установки.



Фиг. 13-17. Бинарный цикл в *sT*-диаграмме.

конечном давлении ртутных паров 0,12 ата температура их 257°C. При этой последней температуре конденсирующиеся ртутные пары могут отдаваемым теплом производить водяной пар давлением 34 ата (240°C), что дает возможность использовать его в обычной турбине для водяного пара, который может работать до принятого противодавления (0,04 ата). Такой двойной цикл с двумя рабочими телами называется бинарным, в данном случае — ртутноводяным. Теоретически можно выбрать также другие рабочие тела, подходящие по своим параметрам к требуемым условиям.

На фиг. 13-16 изображена схема бинарного ртутноводяного цикла.

Ртутный пар получается в специальном ртутном котле РК, который работает без пароперегревателя. Ртутный пар работает в ртутной турбине РТ и далее охлаждается в ртутном конденсаторе РК, который одновременно играет роль парового котла для воды (тепло конденсирующегося ртутного пара идет на образование водяного пара). Водяной пар перегревается в перегревателе Pe и поступает в турбину водяного пара ПТ, после которой обычным порядком охлаждается в конденсаторе ПК,

а конденсат опять поступает в ртутный конденсатор-испаритель РК для парообразования.

На фиг. 13-17 дан бинарный цикл в *sT*-диаграмме для начальных параметров ртутного пара 11 *ата*, 523,9°С при конечном давлении 0,12 *ата* и для начальных параметров водяного пара (на котле) 34 *ата*, 240°С с перегревом до 400°С и конечным давлением водяного пара в конденсаторе 0,04 *ата*. Так как энталпия отработавшего ртутного пара в несколько раз меньше энталпии образующегося в ртутном конденсаторе-испарителе водяного пара, то *sT*-диаграмма вычерчена для 1 *кг* водяного пара и приблизительно 10 *кг* ртутного пара.

Расход ртути на 1 *кг* воды называется кратностью ртути и в общем случае обозначается *m*.

Для вывода формулы общего термического к. п. д. бинарного ртутно-водяного цикла предположим (фиг. 13-17), что количество тепла *m* (*i*₉—*i*₆)_{рт}, отдаваемого *m* *кг* ртути в конденсаторе-испарителе в процессе 9—6 (площадь *B'6—9—C'* в *sT*-диаграмме), равно количеству тепла (*i*₃—*i*₁)_{вод}, необходимому для нагрева и испарения 1 *кг* воды в процессе 1—2—3 (площадь *A1—2—3C*). Кратность ртути

$$m = \frac{(i_3 - i_1)_{вод}}{(i_9 - i_6)_{рт}}.$$

Расход тепла в установке слагается из количества тепла *m* (*i*₈—*i*₆)_{рт} для получения *m* *кг* насыщенного пара ртути (площадь *B'6—7—8C* в *sT*-диаграмме) и количества тепла (*i*₄—*i*₃)_{вод} для перегрева 1 *кг* водяного пара (площадь *C3—4D*).

Тепло, превращенное в работу в ртутной турбине (по циклу Ренкина 6—7—8—9), равно *m* (*i*₈—*i*₉)_{рт} (площадь 6—7—8—9 в *sT*-диаграмме); тепло, превращенное в работу в паровой турбине (по циклу Ренкина 1—2—3—4—5), равно (*i*₄—*i*₅)_{вод} (площадь 1—2—3—4—5).

Поэтому общий термический к. п. д. бинарной установки выражается формулой

$$\eta_t^{общ} = \frac{(6—7—8—9) + (1—2—3—4—5)}{(B'6—7—8—C') + (C3—4D)}$$

или, иначе:

$$\eta_t^{общ} = \frac{m(i_8 - i_9)_{рт} + (i_4 - i_5)_{вод}}{m(i_8 - i_6)_{рт} + (i_4 - i_3)_{вод}}.$$

В примере, взятом на фиг. 3-17, $\eta_t^{общ} = 0,54$, что значительно превосходит данную в табл. 13-1 величину термического к. п. д. цикла Ренкина для водяного пара при тех же приблизительно

параметрах ($\eta_t = 0,38$) и даже выше термического к. п. д. цикла Ренкина для водяного пара при предельных его параметрах, т. е. при 225 ата и 550°С ($\eta_t = 0,467$).

Применение ртути в качестве рабочего тела имеет много недостатков: ртуть дорога и редко встречается на земле, а также ядовита, необходимо принимать строгие меры к предотвращению попадания паров ртути в окружающую атмосферу.

Несмотря на все трудности, установки бинарного ртутного водяного цикла осуществлены. Подобная же установка была запроектирована перед войной в СССР (в Ленинграде) на 10 000 квт при начальном давлении ртути 10 ата и конечном 0,12 ата и при параметрах водяного пара 29 ата с температурой перегрева пара 425°С.

Высокие температуры насыщенного пара, а также малая теплоемкость ртутного пара (0,0245 для ртути против 0,5 для водяного пара) делают перегрев ртутного пара нерентабельным; регенеративный подогрев ртути также неэффективен.

13-11. ТЕПЛОФИКАЦИЯ

Цикл Ренкина для достижения хорошей экономичности требует весьма низких конечных параметров пара. Из диаграммы *si* (фиг. 13-18) видно, что при повышении конечных параметров пара термический к. п. д. цикла Ренкина падает:

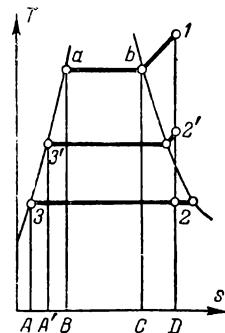
$$\frac{\text{пл. } I-2'-3'-a-b}{\text{пл. } A'-3'-a-b-I-D} < \frac{\text{пл. } I-2-3-a-b}{\text{пл. } A-3-a-b-I-D}.$$

При повышении противодавления до атмосферного и выше это падение η_t цикла весьма значительно.

Обычно двигателями с противодавлением называются такие паровые машины или турбины, у которых противодавление $p_o > 1$ ата.

Следует поставить вопрос о практической целесообразности применения парового двигателя с противодавлением, так как на первый взгляд кажется, что нужно работать всегда с высоким к. п. д. машинного цикла и, следовательно, стремиться к возможно низкому противодавлению, т. е. к конденсационному режиму работы.

Вопрос этот можно разрешить, исходя из следующих соображений. На фиг. 13-18 в *sT*-диаграмме видно, что при применении конденсатора значительное количество тепла не обращается в полезную работу и отводится к низшему источнику тепла (площадь $A-3-2-D$). Из табл. 13-1 (стр. 193) усматривается, что это потерянное для использования тепло при начальных параметрах пара перед паровым двигателем в 29 ата,



Фиг. 13-18. Теплофикационный цикл.

400°C достигает $100 - 36,7 = 63,3\%$, при 225 ата , 550°C $100 - 46,7 = 53,3\%$. Противодавление в обоих случаях принято $0,04 \text{ ата}$.

При давлении в конденсаторе в $0,04 \text{ ата}$ температура пара составляет $28,6^{\circ}\text{C}$, поэтому вода, охлаждающая конденсатор, практически не может иметь температуры выше порядка 20°C . Тепловой потенциал воды такой температуры затруднительно использовать, несмотря на то, что она получается в больших количествах ($50 - 100 \text{ кг}$ на каждый килограмм пара). Обычно эту слегка нагретую воду выбрасывают обратно в водоем (река, пруд и т. д.). В последнее время ведутся эксперименты по использованию такой теплой воды для поливов с целью удлинения вегетационного периода растений весной и осенью.

Становится понятным, что, переходя к работе с увеличенным противодавлением, возможно получить отходящее из установки тепло более пригодных для практического использования параметров. Пар давлением $p_2 > 1 \text{ ата}$ имеет температуру выше 100°C и может служить для целей отопления и производственного нагрева в широких размерах.

При этом экономический эффект такого использования может быть оценен отношением

$$\eta_{\text{вк}} = \frac{\text{пл. } 1 - 2' - 3' - a + x \text{ пл. } A' - 3' - 2' - D}{\text{пл. } A' - 3' - a - b - I - D}. \quad (13-20)$$

где x — введено как обозначение степени возможного использования тепла, не обращенного в цикле в работу.

Если бы возможно было обратить все это тепло в полезное (отопление, производственный нагрев), то им можно было бы заменить непосредственную затрату топлива на эти цели и экономический к. п. д. обратился бы при отсутствии потерь в единицу. К. п. д. в уравнении (13-20) не является термическим в строгом термодинамическом смысле. Его часто называют коэффициентом использования топлива. Значение его в практическом отношении очень велико, и понятие это является основным в вопросах, относящихся к области теплофикации.

Теплофикацией называется такое использование тепла, когда в виде продуктов теплосиловой установки являются равноправными как получаемая из тепла механическая (или электрическая) энергия, так и самое тепло, которое в термодинамическом смысле (по отношению к выработке из тепла механической работы) является потерянным, перешедшим к низшему источнику тепла (теплоприемнику).

Возможно отдельное производство механической (электрической) энергии из тепла и отдельное получение тепла из топлива для отопительных и производственных процессов. Но можно получать тот и другой виды энергии (электрическую энергию и тепло) от одной и той же установки, соответственным образом спроектированной. Система таких теплофикационных уста-

новок широко используется в СССР. В ноябре 1922 г. былложен первый теплопровод от районной электрической станции к внешнему потребителю — это и было началом теплофикации в СССР.

В самом начале внедрения теплофикации, когда она еще не выявила всех своих возможностей и когда многие смотрели на нее недоверчиво, товарищ Сталин гениально предвидел перспективы ее развития и всемерно ее поддерживал. В нашей стране плановое хозяйство и советский государственный строй особенно благоприятствуют развитию теплофикации.

Все вышеизложенное обусловило широкое внедрение паровых двигателей с противодавлением — в тех случаях, когда можно рассчитывать на достаточно полное использование отходящего тепла, и паровых двигателей с промежуточным отбором пара — в тех случаях, когда необходимо меняться отношение количеств одновременной выработки электрической энергии и тепла (чего нельзя достичь при работе с противодавлением). В некоторых случаях возможно применение ухудшенного вакуума, главным недостатком которого является обратное соотношение между одновременной выработкой электрической энергии и тепла: чем больше нужно тепла, тем меньше возможно выработать электрической энергии, что не соответствует обычным практическим соотношениям, когда зимой требуется большая выработка электрической энергии и тепла. Установки с ухудшенным вакуумом поэтому имеют применение в более сложных системах, состоящих из комбинации тепловых двигателей разного рода, и применяются лишь в редких случаях.

Паровые двигатели, работающие с противодавлением, являются простейшими как по конструкции, так и по отсутствию потребности в охлаждающей воде и ненадобности как в самом конденсаторе, так и во всех сопутствующих ему сложных и часто громоздких сооружениях. Конечное давление, с которым работают такие двигатели, выбирается соответственно тому технологическому процессу, для которого предназначается пар, выходящий из машины. В этом отношении все двигатели, работающие с противодавлением, можно разделить на две категории:

1) вырабатывающие пар для отопления, причем можно удовольствоваться наименьшим давлением отходящего пара в 1,2—1,5 *ата*, и

2) производящие пар для других, технологических целей.

. В различных производствах требования разные, начиная с обычных противодавлений около 5 *ата* и до противодавлений порядка 11—13 *ата* и выше (например, в случае подачи пара в паровые молоты).

Паровые двигатели с высоким противодавлением в настоящее время применяются в виде предвключенных паровых турбин. Последние необходимы при переустройстве электрической стан-

ции обычного давления на высокое давление, причем создается новая котельная на высокое давление и добавляются предвключенные турбины, после которых пар идет в существующие установки паровых турбин обычного типа.

13-12. ПАРОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ С ПРОМЕЖУТОЧНЫМ ОТБОРОМ ПАРА

Регенеративный отбор (13-7) предназначается для подогрева питательной воды в системе самой электрической станции. Кроме того может быть осуществлен отбор для использования пара вне станции. Этот отбор выполняется с автоматическим регулированием — для обеспечения постоянства давления отбираемого пара, идущего на отопительные и производственные нужды

(регенеративный отбор не требует такого усложнения, допуская широкие колебания давления, неизбежные при изменении нагрузки всякого парового двигателя). Получение регулируемого отбора с постоянным давлением требует его присоединения к системе регулирования двигателя. При этом конструкция двигателя усложняется.

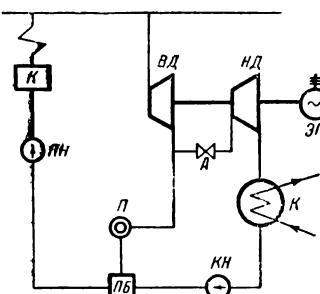
Такие паровые двигатели (главным образом паровые турбины, реже — локомобили), приспособленные для регулируемого отбора пара, называются двигателями с промежуточным отбором пара.

Паровые двигатели с промежуточным отбором пара дают широкий диапазон соотношения между отдачей механической (электрической) мощности и тепла. Машины такого рода находят широкое и многообразное применение.

Обычно применяется лишь один регулируемый отбор (ввиду относительной конструктивной сложности его). В настоящее время в СССР строятся также паровые турбины с двумя отборами, один из которых служит для производственного использования пара, другой — для отопления.

На фиг. 13-19 дана схема парового двигателя с одним регулируемым отбором пара и соответствующим использованием его у внешнего потребителя. Система парового котла, пароперегревателя, питательного насоса и питательного бака не отличается от тех же частей оборудования, показанных на схеме фиг. 13-11.

Паровой двигатель можно себе представить разделенным на две части: часть высокого давления *ВД* и часть низкого давления *НД*, причем первая работает на перепаде от начальных параметров пара до отбора, вторая — от отбора до конденсатора. Количество отбираемого пара изменяется специальным регули-



Фиг. 13-19. Схема паротурбинной установки с регулируемым отбором пара.

лирующим клапаном A , находящимся под действием системы регулирования и поддерживающим постоянство давления отбора. Пар из отбора идет к потребителю P , откуда конденсат направляется в питательный бак и далее в котел.

В современных двигателях одновременно с регулируемым отбором осуществляется и несколько регенеративных отборов.

Регенеративные отборы не показаны на схеме. Чтобы не делать дополнительных ответвлений пара, регулируемый отбор используется одновременно в качестве одного из регенеративных отборов.

Схематическое распределение пара в паровом двигателе с одним отбором может быть представлено на фиг. 13-20, где намечены давления: начальное p_1 , конечное p_2 и промежуточное (давление отбора) p_0 , а также соответствующие часовые количества протекающего пара.

Пусть имеется два потока пара: один, проходящий обе части двигателя BD и ND и работающий в них, и другой, проходящий только через часть BD , работающий в ней и отходящий затем в отбор для использования в качестве источника тепла. Общая работа двигателя равна сумме работ этих двух потоков пара.

Удельный расход пара при последовательной работе обеих частей двигателя на всем перепаде тепла h от начальных параметров пара перед двигателем до конденсатора будет (при отсутствии потерь):

$$d_{\kappa} = \frac{860}{h} \text{ кг/квтч}, \quad (13-21)$$

а расход пара для части BD на перепаде h' до отбора будет:

$$d_{np} = \frac{860}{h'} \text{ кг/квтч}. \quad (13-22)$$

Первый поток пара D_{κ} кг/час обеспечивает мощность

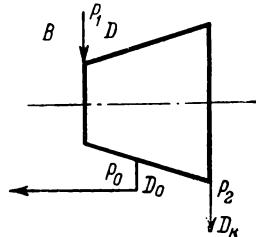
$$N_{\kappa} = \frac{D_{\kappa}}{d_{\kappa}} \text{ квт},$$

второй же поток D_0 дает мощность

$$N_{np} = \frac{D_0}{d_{np}} \text{ квт},$$

Суммарная мощность

$$N_{\kappa} = N_{\kappa} + N_{np} = \frac{D_{\kappa}}{d_{\kappa}} + \frac{D_0}{d_{np}}. \quad (13-23)$$



Фиг. 13-20. Схема работы парового двигателя с отбором пара.

Принимая во внимание, что

$$D = D_o + D_{\kappa}, \text{ или } D_{\kappa} = D - D_o,$$

можно написать, что

$$N_{\kappa} = \frac{D - D_o}{d_{\kappa}} + \frac{D_o}{d_{np}},$$

откуда

$$D = d_{\kappa} \left(N_{\kappa} - \frac{D_o}{d_{np}} \right) + D_o. \quad (13-24)$$

Уравнение (13-24) позволяет для всех соотношений удельных расходов пара при конденсационном режиме и при режиме с противодавлением (соответствующем давлению отбираемого пара p_0) найти общий расход пара двигателем при заданной его механической (электрической) мощности N_{κ} квт и тепловой D_o кг/час.

Преобразуем уравнение, придав ему вид

$$D = d_{\kappa} N_{\kappa} + D_o \left(1 - \frac{d_{\kappa}}{d_{np}} \right). \quad (13-25)$$

В выражении (13-25) величину, стоящую в скобках, можно представить следующим образом:

$$1 - \frac{d_{\kappa}}{d_{np}} = 1 - \frac{860 h'}{860 h} = 1 - \frac{h'}{h} = \frac{h - h'}{h} = y. \quad (13-26)$$

Отсюда окончательно уравнение (13-24) примет следующий вид:

$$D = d_{\kappa} N_{\kappa} + y D_o. \quad (13-27)$$

Этот результат можно сформулировать следующим образом: расход пара паровым двигателем с промежуточным отбором всегда меньше, чем сумма расхода чисто конденсационным двигателем той же мощности [первый член уравнения (13-27)] и расхода пара на отопительные и производственные нужды D_o , если последний получается независимо от двигателя, прямо от котельной.

Установка конденсационного двигателя и использование котельной для отдельного снабжения потребителя теплом называется раздельной установкой.

Следовательно, получая в комбинированной установке от парового двигателя с промежуточным регулируемым отбором пара одновременно и механическую (электрическую) энергию и тепло, мы сберегаем количество пара, которое составляет

$$D_o - D_o y = D_o (1 - y) \quad (13-28)$$

от всего расхода на нужды отопления и производства. По характеру отношения y [уравнение (13-25)] эта доля экономии тем больше, чем ближе будет точка отбора к конечному давлению цикла.

Следовательно, нужно ограничивать давление отбора практическими соображениями и невыгодно, например, брать для отопления отбор пара при высоком давлении.

Вследствие этого в стандарте СССР паровых турбин с отбором предусмотрены турбины с отопительным отбором при давлении отбора 1,2 ата и с производственным отбором с давлением от 5 до 10 ата.

Из формулы (13-23) видно, что в паровом двигателе с отбором пара следует различать мощность, получаемую конденсационным путем, $\frac{D_k}{d_k}$, от мощности, получаемой на тепловом потреблении, $\frac{D_o}{d_{np}}$.

Сбережение в расходе пара, а следовательно, и топлива, как показывает уравнение (13-28), пропорционально отношению $1-y = \frac{h'}{h}$ и количеству тепла, отданного потребителям и служившего для выработки энергии (D_o). Ввиду последнего обстоятельства следует использовать все тепловое потребление для наибольшей выработки электроэнергии.

Если это возможно по характеру и величине теплового потребления, то выгодно от двигателей с отбором переходить к машинам с противодавлением.

Задача 13-1. Определить термический к. п. д. цикла Ренкина и теоретический расход пара в турбине, если пар расширяется адиабатно до конечных давлений: $p_2 = 5$ ата, $p_2' = 1$ ата, $p_2'' = 0,1$ ата.

Начальное давление пара $p_1 = 15$ ата и температура $t_1 = 300^\circ\text{C}$.

Решение. По s_i -диаграмме $i_1 = 725$ ккал/кг, $i_2' = 656$ ккал/кг, $i_2'' = 597$ ккал/кг, $i_2''' = 520$ ккал/кг.

Термические к. п. д.:

$$\eta_t = \frac{725 - 666}{725} = 0,0813 (8,13\%);$$

$$\eta_t'' = \frac{725 - 597}{725} = 0,177 (17,7\%);$$

$$\eta_t''' = \frac{725 - 523}{725} = 0,279 (27,9\%).$$

Расходы пара:

$$d_0' = \frac{632}{725 - 666} = 10,71 \text{ кг/л. с. ч.};$$

$$d_0'' = \frac{632}{725 - 597} = 4,94 \text{ кг/л. с. ч.};$$

$$d_0''' = \frac{632}{725 - 523} = 3,13 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Задача 13-2. Паровой двигатель работает по циклу Ренкина при начальных параметрах пара 29 ата и 400° С и конечном давлении 0,04 ата. Определить термические к. п. д. цикла без регенеративного подогрева и с подогревом в одной ступени, полагая давление регенеративного отбора в 3 ата.

Решение. Термический к. п. д. цикла Ренкина

$$\eta_t = \frac{271}{772 - 28,6} = 0,365;$$

$$\alpha_n = \frac{645 - 28,6}{138 - 28,6} = 0,186.$$

Термический к. п. д. цикла с регенеративным подогревом

$$\eta'_t = \frac{(1 - 0,186) 271 + 0,186 \cdot 125}{772 - 133} = 0,38;$$

$$\frac{\eta'_t - \eta_t}{\eta'_t} = \frac{0,38 - 0,365}{0,38} = 0,04 (4\%).$$

Задача 13-3. Паровой двигатель работает по циклу Ренкина при начальных параметрах 29 ата и 400° С с противодавлением в 1,5 ата. Каков удельный расход пара.

Решение.

$$d_t = \frac{860}{154} = 5,6 \text{ кг/квтч.}$$

Задача 13-4. Какое количество тепла можно отдать потребителю на каждый киловаттчас от двигателя по данным задачи 13-3.

Решение. Можно отдать весь пар, проходящий через двигатель, т. е. 5,6 кг/квтч.

Полагая, что начальное значение энталпии пара в 1,5 ата после расширения в двигателе (s-i-диаграмма) равно 617 ккал/кг и энталпия конденсата (при 1,5 ата) соответственно 110,8 ккал/кг, найдем, что тепло, отдаваемое потребителю (без потерь конденсата), будет:

$$q = 5,6(617 - 110,8) = 2826 \text{ ккал/квтч.}$$

Задача 13-5. Снабжение потребителя механической энергией и теплом происходит так, что паровой двигатель работает при начальных параметрах 29 ата и 400° С и конечном давлении 0,04 ата, т. е. на конденсацию. Тепло в виде пара берется при давлении в 1,5 ата в количестве 2,72 кг/квтч и доставляется отдельно (раздельное снабжение механической энергией и теплом). Какое количество пара затрачивается в этом случае на оба вида снабжения?

Решение. Удельный расход пара для получения механической энергии

$$d_k = \frac{860}{271} = 3,17 \text{ кг/квтч.}$$

Расход пара на тепловые нужды по условию 2,72 кг/квтч. Общий расход пара

$$d = 3,17 + 2,72 = 5,89 \text{ кг/квтч.}$$

Задача 13-6. Какой расход пара на механическую энергию и соответственно отбор будет иметь паровой двигатель с отбором пара для выполнения условий задачи 13-5. Двигатель имеет отбор при 1,5 ата.

Решение.

$$d = 3,17 + 2,72y,$$

где

$$y = \frac{h - h'}{h} = \frac{271 - 154}{271} = 0,43;$$

$$d = 3,17 + 1,17 = 4,33 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Расход пара в этом случае будет на 25% меньше, чем в первом случае, т. е. меньше, чем при раздельном снабжении механической энергией и теплом.

Задача 13-7. Паросиловая установка работает с промежуточным перегревом пара до 450°C . Начальное давление пара $p_1 = 100 \text{ атм}$ и температура $t_1 = 500^\circ\text{C}$. Вторичный перегрев пара происходит при 25 атм . Конечное давление пара $0,6 \text{ атм}$.

Определить термический к. п. д. цикла с промежуточным перегревом, экономичность от введения промежуточного перегрева пара и конечное паро содержание.

Решение. По диаграмме находим:

$$i_1 = 805 \text{ ккал/кг}; \quad i_2 = 712 \text{ ккал/кг}; \quad i_2' = 554 \text{ ккал/кг};$$

$$i_3 = 799 \text{ ккал/кг}; \quad i_4 = 603 \text{ ккал/кг}; \quad i_5' = 85,5 \text{ ккал/кг}.$$

Перепад тепла до промежуточного перегрева

$$i_1 - i_2 = 805 - 712 = 93 \text{ ккал/кг.}$$

Перепад тепла после промежуточного перегрева

$$i_3 - i_4 = 799 - 603 = 196 \text{ ккал/кг.}$$

Работа 1 кг пара

$$\Sigma A_1 = (i_1 - i_2) + (i_3 - i_4) = 93 + 196 = 289 \text{ ккал/кг.}$$

Подведенное в цикле тепло:

в паровом котле

$$q_1' = i_1 - i_5' = 805 - 85,5 = 719,5 \text{ ккал/кг};$$

во вторичном перегревателе

$$q_1'' = i_3 - i_2 = 799 - 712 = 87 \text{ ккал/кг.}$$

Суммарное подведенное тепло

$$q_1 = (i_1 - i_5') + (i_3 - i_2) = 719,5 + 87 = 806,6 \text{ ккал/кг.}$$

Термический к. п. д. цикла с вторичным перегревом

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) + (i_3 - i_4)}{(i_1 - i_5') + (i_3 - i_2)} = \frac{93 + 196}{(805 - 85,5) + (799 - 712)} = \frac{289}{806} = 0,358 (35,8\%).$$

Работа пара при отсутствии вторичного перегрева

$$i_1 - i_2 = 805 - 554 = 251 \text{ ккал/кг.}$$

Термический к. п. д. цикла при отсутствии промежуточного перегрева пара

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2'}{i_1 - i_5} = \frac{251}{805 - 85,5} = \frac{251}{719,5} = 0,348.$$

Конечное паросодержание при отсутствии промежуточного перегрева пара $x = 0,855$, с промежуточным перегревом $x = 0,945$.

Задача 13-8. Определить термический к. п. д. цикла Ренкина и теоретический расход пара в паровой турбине, если она работает с противодавлением, при $p_2 = 3 \text{ ата}$, на выпуск при $p_2 = 1,1 \text{ ата}$, на конденсатор при $p_2 = 0,06 \text{ ата}$.

Начальное давление пара 20 ата и температура 400°С .

Задача 13-9. Определить термический к. п. д. цикла с вторичным перегревом пара, изменение конечного паросодержания, если паросиловая установка имеет начальные параметры 32 ата и 400°С , а конечное давление пара $1,2 \text{ ата}$. Вторичный перегрев пара происходит при давлении 12 ата и температуре пара 360°С .

Задача 13-10. Паросиловая установка с вторичным перегревом имеет следующие параметры пара:

$$p_1 = 100 \text{ ата}, \quad t_1 = 480^\circ \text{С}, \quad p_2 = 0,05 \text{ ата}.$$

Вторичный перегрев пара происходит при $p_2 = 50 \text{ ата}$ до начальной температуры.

Определить термический к. п. д. цикла и его изменение от введения промежуточного перегрева пара, определить конечное паросодержание до введения промежуточного перегрева пара и после него.

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

14-1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА

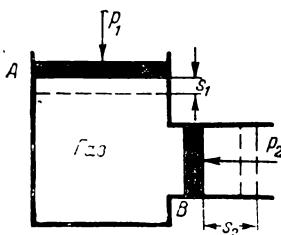
В тепловых двигателях теплота преобразуется в работу. В поршневых двигателях потенциальная энергия газа заставляет перемещаться поршень. Кроме поршневых существуют машины лопаточные, т. е. такие, в которых на валу закреплены

диски, а на дисках устанавливаются лопатки, омываемые паром или газом и служащие для превращения кинетической энергии струи пара или газа в работу. К лопаточным машинам принадлежат паровые и газовые турбины. Для понимания работы лопаточных тепловых машин особое значение приобретает теория истечения газов и паров.

Пусть из сосуда происходит истечение газа в окружающую среду (фиг. 14-1). Над газом находится невесомый поршень, перемещающийся без трения.

Фиг. 14-1. График истечения из отверстия.

Давление в сосуде на поршень A пусть будет p_1 , площадь его f_1 . Давление на другой поршень B_1 , являющееся давлением среды, в которую вытекает газ, пусть будет p_2 , площадь поршня B и выходного отверстия f_2 . Выталкивание газа происходит под действием силы $p_1 f_1$, а сила, препятствующая выталкиванию, $p_2 f_2$.



Для вычисления работы внешних сил при выталкивании 1 кг газа примем, что поршень *A* переместится на расстояние s_1 и поршень *B* на расстояние s_2 .

Перемещение поршня *A* даст работу внешних сил над газом

$$p_1 f_1 s_1 = p_1 v_1,$$

так как

$$f_1 s_1 = v_1.$$

Перемещение же поршня *B* даст работу, совершающую против внешних сил:

$$p_2 f_2 s_2 = p_2 v_2,$$

так как

$$f_2 s_2 = v_2.$$

Отсюда разность работ газа против внешних сил:

$$p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Истечение будет происходить отчасти под действием разности работ внешних сил.

Так как при истечении газа происходит его расширение, то приращение кинетической энергии струи будет совершаться за счет не только разности работы внешних сил, но и за счет работы расширения газа.

Принимая начальную скорость газа равной нулю и обозначая скорость при выходе через *c*, найдем, что прирост кинетической энергии струи на 1 кг газа будет равен $W = \frac{c^2}{2g}$.

Расширение газа при истечении будем считать происходящим по адиабате. Процесс истечения может приниматься адиабатным, поскольку обычно при значительных скоростях истечения газа длительность процесса весьма незначительна и теплообмен со средой может считаться пренебрежимо малым. При адиабатном расширении работа совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа.

Как известно, работа расширения газа по адиабате равна:

$$\frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Напишем уравнение, выражающее ту мысль, что работа внешних сил и работа расширения идут на создание кинетической энергии *W* струи газа:

$$W = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2), \quad (14-1)$$

а так как $W = \frac{c^2}{2g}$, то, следовательно,

$$\frac{c^2}{2g} = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \left(1 + \frac{1}{k-1}\right) (p_1 v_1 - p_2 v_2);$$

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \text{ кгм/кг.} \quad (14-2)$$

Как видим, приращение кинетической энергии струи газа в k раз больше работы расширения газа по адиабате. Преобразуем правую часть:

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \right] = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \left(\frac{v_2}{v_1} \right) \right]. \quad (14-3)$$

Но по уравнению адиабатного процесса имеем:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k; \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{k}}. \quad (14-4)$$

После подстановки в уравнение (14-3) отношения давлений вместо отношения объемов согласно уравнению (14-4) получим:

$$\frac{c^2}{2g} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-\frac{1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right],$$

и отсюда скорость истечения (при отсутствии начальной скорости) определится следующим образом:

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ м/сек.} \quad (14-5)$$

Так как для газов по уравнению состояния

$$p_1 v_1 = RT_1.$$

то уравнение (14-5) может быть переписано в виде

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ м/сек.} \quad (14-6)$$

Это выражение показывает, что скорость истечения газа зависит не только от перепада давления, но и от начальной температуры; кроме того, она зависит от природы газа (R и k).

14-2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕКУНДНОГО РАСХОДА ГАЗА

Секундный расход газа определяется через площадь сечения отверстия сопла, скорость газа и удельный вес его, т. е. по уравнению непрерывности потока:

$$G = f \gamma_2 \text{ кг/сек},$$

где G — секундный расход газа, кг/сек ;

f — площадь сечения в устье сопла, м^2 ;

γ_2 — удельный вес вытекающего газа, кг/м^3 .

Заменяя $\gamma_2 = \frac{1}{v_2}$, где $v_2 \text{ м}^3/\text{кг}$ — удельный объем газа, получим уравнение расхода в следующем виде:

$$G = \frac{f}{v_2}. \quad (14-7)$$

Подставляя значение c из уравнения (14-5), получим:

$$G = \frac{f}{v_2} \sqrt[1]{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Согласно уравнению адиабатного процесса

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

Подставляя последнее выражение для объема v_2 в уравнение (14-8) расхода, получим:

$$G = \frac{f}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} \sqrt[1]{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

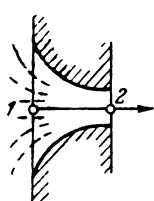
После элементарных преобразований будем иметь:

$$\begin{aligned} G &= f \sqrt[1]{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1 v_1}{v_1^2} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= f \sqrt[1]{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= f \sqrt[1]{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \text{ кг/сек.} \end{aligned} \quad (14-8)$$

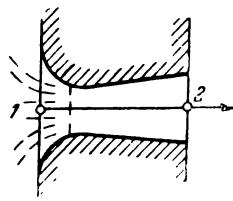
Это выражение расхода газа зависит от площади сечения f , от отношения давлений $\frac{p_2}{p_1}$ и начального состояния газа, а также от природы газа.

14-3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМУЛ ИСТЕЧЕНИЯ

Прежде всего заметим, что правильно организованное истечение возможно лишь с помощью сопел (насадков), т. е. таких каналов, у которых входная часть имеет хорошее скругление кромок. Отверстия с острой входной кромкой, а также цилиндрические каналы без входного скругления не могут обеспечить правильного истечения. В свою очередь



Фиг. 14-2. Суживающееся
(простое) сопло.



Фиг. 14-3. Сопло
Лаваля.

сопла подразделяются на два основных типа: суживающееся (простое) сопло (фиг. 14-2), у которого наименьшим сечением является выходное, и сопло Лаваля (неточно называемое расширяющимся) (фиг. 14-3), у которого после входного скругления имеется наименьшее (горловое) сечение, а далее идет конус расширения с малым углом при вершине (примерно $6-12^\circ$). Сопло Лаваля можно рассматривать в качестве общего случая, из которого при сокращении до нуля длины конической части получается простое сопло.

При выводе основных формул истечения были сделаны следующие допущения: адиабатичность расширения, отсутствие трения, полнота расширения пара внутри сопла — от давления p_1 перед соплом до давления p_2 после сопла; кроме того, — отсутствие начальной скорости (т. е. входное сечение принято бесконечно большим).

Проведем исследование формул скорости (14-5) и расхода (14-8), рассматривая в них p_2 в качестве переменного давления в произвольном, также переменном, сечении сопла f ; начальные же параметры газа (p_1, v_1) считаем постоянными. Для получения более общих результатов рассуждения будем вести первоначально для сопла Лаваля.

Из формулы скорости (14-5)

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ м/сек}$$

видно, что при уменьшении p_2 (т. е. по направлению движения) скорость растет, во входном сечении сопла $c=0$, в выходном сечении скорость наибольшая. Если процесс расширения в сопле можно было бы продолжить до $p_2=0$, то было бы достигнуто предельное значение скорости

$$c_{\text{пред}} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1}$$

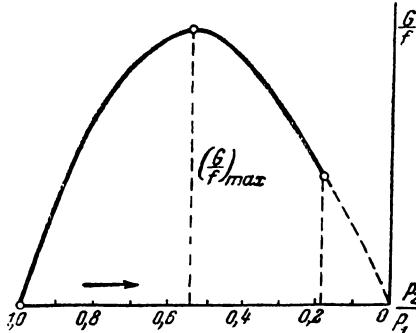
Формулу расхода (14-9), разделив на f , перепишем в виде:

$$\frac{G}{f} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ кг/м}^2 \text{ сек.} \quad (14-9)$$

Отношение $\frac{G}{f} = \frac{c}{v_2}$ дает весовую скорость или плотность потока (вес газа, проходящего в единицу времени через каждую единицу площади поперечного сечения сопла). Подкоренное количество дважды обращается в нуль: при $\frac{p_2}{p_1} = 1$ (т. е. во входном сечении сопла при $p_2 = p_1$) и при $\frac{p_2}{p_1} = 0$ (предельный случай расширения до полного вакуума, когда $p_2 = 0$ и соответственно выходная площадь сечения сопла f равна бесконечности). При некотором промежуточном отношении давлений $\frac{p_2}{p_1}$ подкоренное количество, а следовательно, и $\frac{G}{f}$ проходят через максимальные значения. Очевидно, что максимум весовой скорости газа (плотности потока) соответствует горловому сечению сопла Лаваля (f_{\min}).

Если по оси абсцисс отложить переменное отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$ в произвольном и в начальном сечениях сопла (вначале $\frac{p_2}{p_1} = 1$, далее оно убывает до выходного сечения, в некотором пусть, например, $\frac{p_2}{p_1} = 0,2$), то изменение плотности потока $\frac{G}{f}$ изобразится кривой, показанной на фиг. 14-4. Максимальное значение $\left(\frac{G}{f}\right)_{\max}$ соответствует отношению $\frac{p_2}{p_1}$, приблизительно равному 0,55. Таково отношение давлений в горловом и входном сечениях сопла Лаваля.

То отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$, при котором получается максимум $\left(\frac{G}{f}\right)$, называется критическим и обозначается β_{kp} . Критическими называются также давление, скорость и пр. в том же сечении.



Фиг 14-4. Изменение плотности потока вытекающего из сопла газа в зависимости от отношения давлений.

Рассмотрим аналитическое определение критического отношения давлений $\beta_{kp} = \frac{p_{kp}}{p_1}$. В уравнении (14-9) выражение

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}$$

является переменным. Как уже указывалось, β_{kp} соответствует максимуму отношения $\frac{G}{f}$. Для нахождения максимума берем производную от приведенного выражения и приравниваем ее нулю:

$$2 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0.$$

Умножив на k и разделив на $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}-1}$, имеем:

$$2 - (k+1) \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 0.$$

Искомое критическое отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$ будет:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_{kp}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta_{kp}. \quad (14-10)$$

Определим значения, которые будет иметь критическое отношение давлений β_{kp} при различных k .

Для двухатомных газов при $k \approx 1,4$

$$\beta_{kp} = \left(\frac{2}{1,4+1} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 0,528.$$

Для перегретого пара при $k = 1,3$

$$\beta_{kp} = \frac{p_{kp}}{p_1} = 0,546.$$

Для сухого насыщенного пара при $k = 1,135$

$$\beta_{kp} = 0,577.$$

Найдем выражение для критической скорости истечения. Подставим в уравнение (14-5) для скорости истечения

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ м/сек}$$

вместо отношения давления $\frac{p_2}{p_1}$ критическое отношение давлений по уравнению (14-10):

$$\frac{p_2}{p_1} = \beta_{kp} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Эта подстановка дает:

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \frac{2}{k+1} \right]} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \frac{k-1}{k+1}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1}. \end{aligned}$$

Окончательно для критической скорости получаем:

$$c_{kp} = \sqrt{gk \frac{2}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{gk \frac{2}{k+1} R T_1}. \quad (14-11)$$

Определим теперь максимальную весовую скорость, или плотность потока газа. По уравнению (14-9) имеем:

$$\frac{G_f}{f} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}}} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Подставляя в эту формулу плотности потока газа вместо $\frac{p_2}{p_1}$ критическое отношение давлений по уравнению (14-10):

$$\beta_{kp} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

получим:

$$\begin{aligned} \left(\frac{G}{J} \right)_{kp} &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \left(1 - \frac{2}{k+1} \right)} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{k-1}{k+1}} = \\ &= \sqrt{gk \frac{2}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} = \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}}. \end{aligned}$$

Итак, окончательно для расхода газа при критическом отношении давлений получаем:

$$G_{kp} = f_{zop} \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}} \text{ кг/сек.} \quad (14-12)$$

Полученные формулы критической скорости и соответствующего расхода могут быть значительно упрощены, если в них подставить частные значения k . Таким путем получаются следующие удобные для подсчета частные выражения скоростей и расходов:

Для двухатомных газов при $k = 1,4$

$$c_{kp} = 3,38 \sqrt{RT_1} \text{ м/сек}; \quad (14-13)$$

$$G_{kp} = 2,145 f_{zop} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \text{ кг/сек.} \quad (14-14)$$

Для перегретого пара при $k = 1,3$

$$c_{kp} = 3,33 \sqrt{p_1 v_1} \text{ м/сек}; \quad (14-15)$$

$$G_{kp} = 2,09 f_{zop} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \text{ кг/сек.} \quad (14-16)$$

Для сухого насыщенного пара при $k = 1,135$

$$c_{kp} = 3,23 \sqrt{p_1 v_1} \text{ м/сек}; \quad (14-17)$$

$$G_{kp} = 1,99 f_{zop} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \text{ кг/сек.} \quad (14-18)$$

В этих формулах p_1 берется в $\text{кг}/\text{м}^2$ и v_1 в $\text{м}^3/\text{кг}$.

Для определения площадей сечения f_{zop} при критической скорости можно воспользоваться следующими уравнениями, вытекающими из предыдущих формул:

для двухатомных газов

$$f_{zop} = \frac{G}{2,145 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} \text{ м}^2; \quad (14-19)$$

для перегретого пара

$$f_{zop} = \frac{G}{2,09 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} \text{ м}^2; \quad (14-20)$$

для сухого насыщенного пара

$$f_{zo} = \frac{G}{1,99 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} \text{ м}^2. \quad (14-21)$$

При выборе формул для расчета истечения газов и паров из сопел следует учитывать имеющееся соотношение между конечным давлением p_2 (после сопла) и начальным p_1 (перед соплом), а также применяемый тип сопла. А именно надо различать три случая.

Первый случай — малый перепад давлений:

$$1 > \frac{p_2}{p_1} > \beta_{kp}.$$

В этом случае скорость при выходе из сопла и расход определяются по общим формулам (14-5) и (14-8):

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \text{ м/сек};$$

$$G = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \text{ кг/сек}.$$

Увеличение кинетической энергии истечения определяется заштрихованной площадью в vp -диаграмме (фиг. 14-5). Применяное сопло — суживающееся. Оно обеспечивает полное расширение пара при любом отношении давлений $\frac{p_2}{p_1}$ в вышеуказанных пределах. Применение сопла Лаваля в этом случае бесполезно.

Второй случай — простое сопло при большом перепаде давлений:

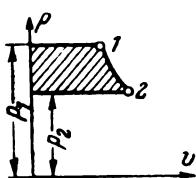
$$0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta_{kp}.$$

При применении простого сужающегося сопла в этом случае перепад давлений с p_1 до p_2 используется не полностью, а лишь от p_1 до p_{kp} . Скорость выхода и расход определяются по формулам (14-11) и (14-12):

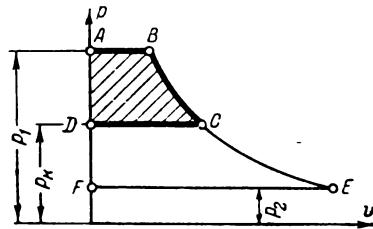
$$c_{kp} = \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)} p_1 v_1 \text{ м/сек};$$

$$G_{kp} = f \sqrt{gk \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}} \text{ кг/сек.}$$

В vp -диаграмме этот случай истечения изображается на фиг. 14-5. Здесь в существующем сопле приращение кинетической энергии струи газа происходит за счет только частич-



Фиг. 14-5. График истечения при полном расширении и малом перепаде давлений.



Фиг. 14-6. График истечения при неполном расширении.

ной технической работы, которая в vp -диаграмме изображается заштрихованной площадью AEC ; площадь же $DCEF$ для получения кинетической энергии газа не используется. Следовательно, постановка простого сопла при большом перепаде давлений нецелесообразна при необходимости получения возможно большей скорости истечения (нужно поставить сопло Лаваля — см. третий случай). Но для обеспечения лишь заданного расхода газа простое сопло эквивалентно соплу Лаваля с тем же наименьшим сечением (и проще сопла Лаваля).

Для использования всего перепада давлений от p_1 до p_2 в рассматриваемом случае следует применять расширяющееся сопло.

Третий случай — сопло Лаваля при большом перепаде давлений.

Правильно рассчитанное сопло Лаваля обеспечивает полное расширение газа при любом заданном отношении давлений $0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta_{kp}$ (диаграмма $ABEF$, фиг. 14-6).

Расчет сопла Лаваля производится для двух сечений: горлового — с применением частных формул (14-11) и (14-12) для скорости и расхода при критическом отношении давлений и выходного — с применением общих формул (14-5) и (14-8). Если требуемый расход газа G задан, то по найденным сечениям f_{zop} и f (выходное) подсчитывается отношение $f:f_{zop}$, называемое степенью уширения сопла Лаваля.

Применение *si*-диаграммы

Часто, особенно при исследовании водяного пара, удобно определять скорость истечения через энталпию. Если заменить выражение для работы расширения в адиабатном процессе

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

через изменение внутренней энергии, то уравнение (14-1) примет вид:

$$W = \frac{c^2}{2g} = p_1v_1 - p_2v_2 + \frac{u_1 - u_2}{A} = \frac{(u_1 + Ap_1v_1) - (u_2 + Ap_2v_2)}{A} = \\ = \frac{i_1 - i_2}{A} = 427(i_1 - i_2) \quad (14-22)$$

и отсюда

$$c = \sqrt{2 \cdot 427 g (i_1 - i_2)} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}, \quad (14-23)$$

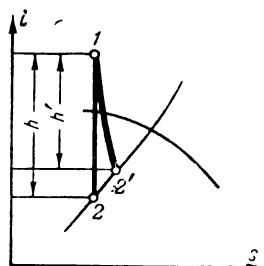
где i_1 — энталпия в начальном состоянии;

i_2 — энталпия в конце процесса адиабатного расширения газа или пара в сопле.

Истечение при наличии трения. Процесс расширения без теплообмена и без механических сопротивлений проходит по теоретической (обратимой) адиабате, изображаемой в *si*-диаграмме вертикальной прямой $1-2$, показанной на фиг. 14-7.

При движении жидких и газообразных тел по трубам и при истечении из отверстий и сопел всегда имеется трение. Процесс расширения с трением без внешнего теплообмена является необратимым адиабатным процессом. При расширении с трением возникает вихреобразование. При затухании вихревых движений их энергия превращается в теплоту, в результате чего падение температуры замедляется, а удельные объемы растут быстрее по сравнению с обратимым адиабатным расширением.

Действительный процесс расширения с трением может быть условно изображен в *si*-диаграмме кривой $1-2'$ (фиг. 14-7).



Фиг. 14-7. График истечения в *si*-диаграмме при наличии трения.

Располагаемая работа адиабатного расширения без потерь зависит от теоретического теплопадения $i_1 - i_2$ и выражается формулой $l_t = 427 (i_1 - i_2) \text{ кгм/кг}$. При наличии трения располагаемая работа равна $l = 427(i_1 - i'_2)$, т. е. меньше, чем в теоретическом случае, так как действительный теплоперепад $i_1 - i'_2 = h'$ меньше теоретического $i_1 - i_2 = h$. Разность значений энталпии $i'_1 - i_2$ соответствует потеряной энергии от трения.

Скорость истечения без трения определяется по уравнению (14-23):

$$c = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2} = 91,53 \sqrt{h} \text{ м/сек.}$$

Скорость истечения с трением

$$c' = 91,53 \sqrt{i_1 - i'_2} = 91,53 \sqrt{h'} \text{ м/сек,} \quad (14-24)$$

где h и h' — перепады тепла для теоретического и для действительного случаев.

Скорость истечения с трением будет меньше скорости истечения без трения. Можно написать следующую зависимость между этими двумя скоростями:

$$c' = \varphi c, \quad (14-25)$$

где φ — скоростной коэффициент сопла.

Коэффициент φ меньше единицы и для сопел паровых турбин обычно составляет около 0,95.

Потеря работы из-за трения с уменьшением скорости от c до c' может быть выражена следующим уравнением:

$$\Delta l = \frac{c^2}{2g} - \frac{c'^2}{2g} = \frac{c^2}{2g} \left[1 - \left(\frac{c'}{c} \right)^2 \right] = \frac{c^2}{2g} (1 - \varphi^2) \text{ кгм/кг.} \quad (14-26)$$

Вводя коэффициент потери энергии в сопле $\xi = 1 - \varphi^2$, предыдущую формулу можно переписать в виде $\Delta l = \xi \frac{c^2}{2g} \text{ кгм/кг}$.

В тепловых единицах потеря энергии от трения в сопле будет:

$$A\Delta l = A\xi \frac{c^2}{2g} = \xi h \text{ ккал/кг.} \quad (14-27)$$

Если $\varphi = 0,95$, то соответственное значение коэффициента потери энергии в сопле

$$\xi = 1 - \varphi^2 = 1 - 0,95^2 = 0,0975 \approx 0,1.$$

14-4. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

Если трубопровод перегородить, например, диском (диафрагмой) с отверстием (фиг. 14-8), то при прохождении газа или пара через это сужение их давление падает.

Это явление понижения давления при проходе через сужение называется дросселированием (иногда мятием или торможением).

Падение давления зависит от ряда причин, как то: от природы и состояния протекающего тела, от относительной величины сужения, от скорости в трубопроводе.

Всякий вентиль, кран или задвижка, установленные в паропроводе, вызывает при неполном открытии дросселирование пара и, следовательно, падение давления.

На фиг. 14-8 видно, что присоединенная к трубопроводу до и после диафрагмы стеклянная трубка, заполненная ртутью, дает перепад давлений в диафрагме, измеряемый столбом h в мм рт. ст. (или вод. ст.). Этот перепад давлений говорит о том, что давление p_1 перед диафрагмой больше давления p_2 за диафрагмой, т. е. что $p_1 > p_2$.

Если до диафрагмы скорость будет c_1 , а в диафрагме c_m , то $c_m > c_1$, скорость в диафрагме всегда значительно больше, чем до диафрагмы.

В правой части трубы после диафрагмы скорость c_2 обычно приблизительно такая же, какой она была до диафрагмы (c_1). Часто скорости c_1 и c_2 бывают незначительны (по сравнению с c_m).

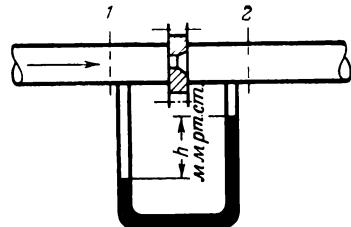
После прохождения пара через узкое отверстие диафрагмы вихревое движение струй затухает, энергия в форме тепла отдается обратно пару.

Процесс дросселирования газа или пара можно считать необратимым адиабатным.

Рассматривая сечения трубопроводов 1 и 2 (фиг. 14-8), по аналогии с уравнением (14-22) можем написать уравнение

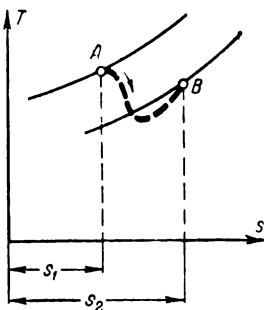
$$i_1 - i_2 = A \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g}, \quad (14-28)$$

где i_1 и i_2 — значения энтальпии в сечениях 1 и 2. Ввиду незначительной разницы между скоростями c_1 и c_2 можно считать приближенно $i_1 - i_2 = 0$, или $i_1 = i_2$, т. е. после дросселирования пара или газа его энтальпия принимает первоначальное значение. Но в отверстии диафрагмы энтальпия падает. Если изобразить процесс дросселирования в осах координат sT (фиг. 14-9),

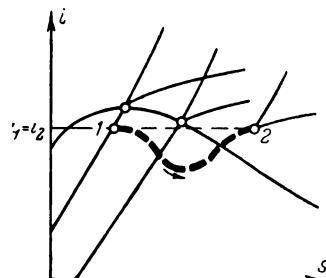


Фиг. 14-8. Дросельный прибор для замера расхода газа.

то видно, что энтропия будет увеличиваться, так как этот процесс обусловливается трением и поэтому является принципиально необратимым.



Фиг. 14-9. Изображение процесса дросселирования пара в sT -диаграмме.



Фиг. 14-10. График процесса дросселирования пара в si -диаграмме.

Процесс дросселирования пара в диаграмме si показан на фиг. 14-10, в которой начальная точка 1 и конечная 2 лежат на общей высоте (так как $i_1 = i_2$).

Как показывает диаграмма si (фиг. 14-10), при дросселировании влажного пара паросодержание x возрастает¹, а далее

пар может перейти в сухое и даже в перегретое состояние. При этом температура его падает.

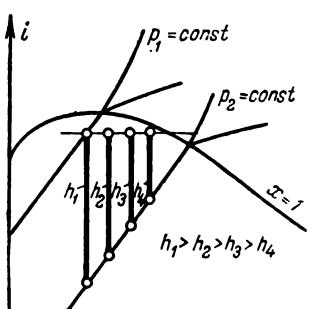
При дросселировании перегретого пара увеличивается его степень перегрева (хотя температура пара падает).

При дросселировании пара перепад тепла, используемый для работы при неизменном противодавлении, уменьшается, что видно из фиг. 14-11.

В теплотехнике дросселирование пара и газа применяется нередко с целью понижения давления этих рабочих тел.

Дросселирование пара иногда применяют также в качестве одного из методов регулирования паровых двигателей (паровых машин и турбин).

Падение теплового перепада при дросселировании отрицательно влияет на экономичность работы парового двигателя при малых нагрузках.



Фиг. 14-11. График перепадов тепла при дросселировании пара.

¹ В области критической точки дросселирование может протекать падением паросодержания.

В холодильных установках при пропуске газа или пара через редукционные клапаны достигается существенное снижение температур рабочих тел.

Задача 14-1. Воздух имеет начальное давление 8 атм и температуру 20° С. Определить скорость истечения через расширяющееся сопло Лаваля в окружающую среду с давлением 1 атм. Какая скорость могла бы быть получена, если бы сопло было суживающимся?

Решение. Для сопла Лаваля

$$c = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} =$$

$$= \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,4}{0,4} \cdot 29,27 \cdot 293 \left[1 - \left(\frac{1}{8} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} \right]} = 514 \text{ м/сек.}$$

Если бы сопло было суживающимся, то при $\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{8} < \beta_{kp} = 0,528$ могла бы быть получена только критическая скорость.

Критическая скорость для двухатомных газов

$$c_{kp} = 3,38 \sqrt{RT_1} = 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 293} = 313 \text{ м/сек.}$$

Задача 14-2. Воздух имеет начальное давление 15 атм и температуру $t_1 = 25^\circ \text{ С}$. Истечение воздуха происходит через отверстие диаметром 20 мм в среду, в которой давление 1 атм. Определить часовой расход воздуха и скорость воздуха в отверстии. Коэффициент скорости $\varphi = 0,94$.

Решение. Начальный удельный объем воздуха

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{29,27 \cdot 298}{150\,000} = 0,0581 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Площадь сечения отверстия

$$f = \frac{\pi d^2}{4} = 0,000314 \text{ м}^2.$$

Рассматривая отверстие как суживающееся сопло при $\frac{p_2}{p_1} < \beta_{kp}$, находим (приближенно)

$$G_{kp} = \varphi \cdot 2,145 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} = 0,94 \cdot 2,145 \cdot 0,000314 \sqrt{\frac{15 \cdot 10^4}{0,0581}} = 1,019 \text{ кг/сек};$$

$$G_{час} = 3600 G_{сек} = 3600 \cdot 1,019 = 3668 \text{ кг/час.}$$

Скорость истечения

$$c_{kp} = 3,38 \sqrt{RT_1} = 0,94 \cdot 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 298} = 297 \text{ м/сек.}$$

Задача 14-3. Определить располагаемую работу при истечении из сопла Лаваля, скорость истечения, критическую скорость и минимальное (горловое) сечение сопла, если в час вытекает 800 кг воздуха начальных параметров $p_1 = 12 \text{ атм}$ и $t_1 = 20^\circ\text{C}$ в среду с давлением 1,1 атм. Потерей на трение пренебречь ($\gamma = 1$).

Решение. Секундный расход воздуха

$$\begin{aligned} G &= \frac{800}{3600} = 0,222 \text{ кг/сек}; \\ t_t &= \frac{k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \\ &= \frac{1,4}{0,4} \cdot 29,27 \cdot 293 \left[1 - \left(\frac{1,1}{12} \right)^{1,4} \right] = 14850 \text{ кгм/кг}. \end{aligned}$$

Скорость истечения

$$c = \sqrt{2g_t} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 14850} = 540 \text{ м/сек.}$$

Критическая скорость (в горловом сечении сопла)

$$c_{kp} = 3,38 \sqrt{RT_1} = 3,38 \sqrt{29,27 \cdot 293} = 313 \text{ м/сек.}$$

Наименьшее сечение сопла (горловое)

$$f_{zop} = \frac{G}{2,145} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} = 0,00008 \text{ м}^2, \text{ или } 80 \text{ мм}^2.$$

Конечный удельный объем

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,0715 \left(\frac{12}{1,1} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 0,394 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Выходное сечение сопла

$$f = \frac{Gv_2}{c} = \frac{0,222 \cdot 0,394}{540} = 0,0000162 \text{ м}^2, \text{ или } 162 \text{ мм}^2.$$

Задача 14-4. Определить теоретическую скорость истечения пара из расширяющегося сопла, если начальные параметры $p_1 = 14 \text{ атм}$ и $t_1 = 300^\circ\text{C}$, конечное давление $p_2 = 0,06 \text{ атм}$.

Решение. По s_i -диаграмме находим:

$$i_1 = 727, \quad i_2 = 512, \quad i_1 - i_2 = 727 - 512 = 215 \text{ ккал/кг};$$

$$c = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2} = 91,53 \sqrt{215} = 1340 \text{ м/сек.}$$

Задача 14-5. Пар имеет начальные параметры $p_1 = 14 \text{ атм}$, $t_1 = 300^\circ\text{C}$, конечное давление $p_2 = 1 \text{ атм}$. Определить давление пара при выходе в окружающую среду для простого (суживающегося) сопла и скорость истечения.

Решение. Для перегретого пара

$$p_{kp} = \varphi_{kp} p_1 = 0,546 \cdot 14 = 7,65 \text{ ата};$$

$p_2 < p_{kp}$, следовательно, расширение пара будет неполным, только до критического давления 7,65 ата;

$$c_{kp} = 3,33 \sqrt{p_1 v_1}; \quad v_1 = 0,186 \text{ м}^3/\text{кг}$$

(по таблицам перегретого пара);

$$c_{kp} = 3,33 \sqrt{140\,000 \cdot 0,186} = 525 \text{ м/сек.}$$

Задача 14-6. Определить действительную (с учетом трения) скорость пара, выходящего из сопла, и потерю в сопле, если пар от начального давления 12 ата и $x_1 = 1$ расширяется до конечного давления 4 ата и влажности пара 60%.

По *sl*-диаграмме находим значения

$$i_1 = 664, \quad i_2 = 616, \quad i'_2 = 622 \text{ ккал/кг.}$$

Поэтому теоретическое теплопадение

$$h = i_1 - i_2 = 664 - 616 = 48 \text{ ккал/кг},$$

а действительное теплопадение и коэффициент потери энергии в сопле определяются по уравнению

$$h' = i_1 - i'_2 = 664 - 622 = 42 \text{ ккал/кг};$$

потеря же тепла составляет:

$$\Delta h = h - h' = i'_2 - i_2 = 6 \text{ ккал/кг.}$$

Теоретическая скорость пара

$$c = 91,53 \sqrt{h} = 91,53 \sqrt{48} = 634 \text{ м/сек.}$$

Действительная скорость

$$c' = 91,53 \sqrt{h'} = 91,53 \sqrt{42} = 593 \text{ м/сек.}$$

Коэффициент скорости

$$\varphi = \frac{c'}{c} = \frac{593}{634} = 0,935.$$

Коэффициент потери энергии в сопле

$$\xi = \frac{\Delta h}{h} = \frac{6}{48} = 0,125, \quad \text{или} \quad \xi = 1 - \varphi^2 = 1 - 0,935^2 = 0,125.$$

Задача 14-7. Начальное давление воздуха 10 ата и температура 27° С, конечное давление 2 ата. Определить скорость истечения через расширяющееся сопло при коэффициенте скорости $\varphi = 0,95$.

Задача 14-8. Пар имеет начальное давление $p_1 = 12 \text{ ата}$ и начальную температуру $t_1 = 300^\circ\text{C}$, конечное давление $p_2 = 1,5 \text{ ата}$.

Определить давление пара при выходе из простого (суживающегося) сопла и скорость истечения, принимая коэффициент скорости $\varphi = 0,95$.

Задача 14-9. Определить теоретическую и действительную скорости, потерю энергии и построить процесс в s_i -диаграмме, если пар вытекает из расширяющегося сопла Лаваля при $p_1 = 15 \text{ ата}$, $t_1 = 320^\circ\text{C}$, $p_2 = 0,2 \text{ ата}$.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

15-1. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Целый ряд производств, в частности пищевой промышленности, требует поддержания низких температур, для чего и служат холодильные установки.

Из основных положений термодинамики известно, что перевести тепло от холодного тела к более нагретому можно только за счет затраты работы¹ (второй закон термодинамики). При рассмотрении цикла Карно было указано, что обратный цикл Карно с затратой работы позволяет перенести тепло от тела менее нагревшего к телу более нагретому, причем нагревшее тело получает также тепловой эквивалент затраченной работы.

Выполненные по этому циклу холодильные установки могут работать следующим образом. Газообразное тело (например, воздух) сжимается с затратой работы извне, причем температура тела повышается. Охлаждением его водой при $p = \text{const}$ проводят газ при высоком давлении к низшей естественной температуре (температуры реки, озера и т. п.). После этого заставляют газ расширяться адиабатно. Температура его понижается ниже температуры, взятой для охлаждения воды. Этот воздух уже может служить для охлаждения.

Такая установка называется воздушной холодильной установкой. Однако описанное устройство обладает рядом неудобств и в настоящее время не применяется.

Распространение получили холодильные установки, в которых рабочим телом служат легко кипящие жидкости (фреоны, аммиак, сернистый ангидрид и др.). В этом случае охладительный эффект обусловливается скрытой теплотой парообразования жидкости.

На фиг. 15-1 дана схема подобного аммиачного холодильника, применяемого для приготовления искусственного льда.

Компрессор всасывает через всасывающий клапан пары аммиака, находящегося в состоянии, близком к сухому насыщению.

¹ Или тепла в абсорбционных холодильных установках.

ному ($x_2 = 0,95$), и сжимает их до такого давления, при котором температура обычного имеющейся в распоряжении охлаждающей воды ($10—20^\circ\text{C}$) достаточна, чтобы сжатый пар аммиака при постоянном давлении перешел в жидкость. Сжижение происходит не в цилиндре компрессора, а в особом устройстве, подключенным к нагнетательному трубопроводу, конденсаторе. Жидкий аммиак течет далее из конденсатора через редукционный клапан P во второй змеевик, включенный во всасывающий трубопровод, в котором устанавливается давление p_2 , равное давлению всасывания компрессора. Это давление в обычных ледоделательных аммиачных машинах равно $3,2 \text{ атм}$. Рассол, который обтекает змеевик охладителя и который собственно и служит для замораживания воды в лед, поступает в холодильник, или рефрижератор (испаритель), с температурой -2°C и выходит из охладителя с температурой -5°C .

Процесс начинается сжижением почти сухого пара аммиака с давлением $3,2 \text{ атм}$ и температурой -7°C . Пар по всасывающему трубопроводу поступает в компрессор, где сжимается до $8,8 \text{ атм}$ (p_1) и выталкивается через нагнетательный клапан в нагнетательный трубопровод. По этому трубопроводу пар в перегретом состоянии идет в конденсатор, где сжижается под влиянием охлаждения водой (последняя нагревается от 10 до 20°C) и выходит из конденсатора при давлении $8,8 \text{ атм}$ при соответственной температуре 22°C , иногда даже несколько переохлажденным.

Жидкость после редукционного клапана P , где ее давление понижается до $3,2 \text{ атм}$ и температура падает до точки кипения (около -7°C), попадает в испаритель, где аммиак испаряется и охлаждает рассол, температура которого понижается до -5°C . Расход энергии на охлаждение равен работе, необходимой для привода компрессора.

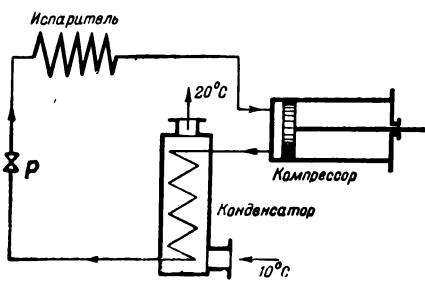
Охладительным эффектом называется отношение числа калорий, которые можно отнять у охлаждаемого тела, к затраченной работе в силочасах. На 1 кг аммиака количество отнимаемого тепла

$$q = x_2 r_3 - (i_1 + i_2) \text{ ккал/кг},$$

где x_2 — паросодержание аммиачных паров;

r_3 — теплота парообразования;

i_1 и i_2 — значения энталпии жидкого аммиака,



Фиг. 15-1. Схема холодильной установки.

Подставляя соответственные для рассматриваемого примера величины, получим:

$$q = 0,95 \cdot 321,1 - (18,66 + 7,08) = 279 \text{ ккал/кг.}$$

Теоретическая затрата работы на компрессор

$$l = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \text{ кгм/кг.}$$

Для аммиака $k=1,323$, $p_1=8,8 \text{ ата}$, $p_2=3,2 \text{ ата}$,

$$v_2=0,95 \cdot 0,402 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Поэтому

$$l = \frac{1,323}{0,323} \cdot 3,2 \cdot 10\,000 \cdot 0,95 \cdot 0,402 \left[\left(\frac{8,8}{3,2} \right)^{0,244} - 1 \right] = \\ = 13\,970 \text{ кгм/кг.}$$

Эта работа, выраженная в силочасах, будет:

$$L = \frac{13\,970}{75\,3600} = 0,0518 \text{ л. с. ч./кг.}$$

Следовательно,

$$\frac{q}{L} = \frac{279}{0,0518} = 5\,390 \text{ ккал/л. с. ч.}$$

Практически этой величины охладительного эффекта получить нельзя вследствие необходимости отвода тепла, возникающего от трения в компрессоре и поступающего из окружающей среды (ввиду неполной изоляции).

В лучших аммиачных машинах удельный охладительный эффект доходит до 4 500 ккал/л. с. ч.

Для превращения 1 кг воды при 0°С в лед той же температуры необходимо теоретически отнять 80 ккал/кг, представляющие теплоту плавления. Чтобы из 1 кг воды при t_1 °С получить лед при $-t$ °С, нужно отнять

$$q = (t_1 + 80 + 0,5 t_2) \text{ ккал/кг.}$$

Так, например, для воды при $t_1=20$ °С и льда при $t_2=-5$ °С теоретически нужно затратить $20+80+0,5 \cdot 5=102,5$ ккал/кг. Учитывая же потери, принимают 120 ккал/кг.

Полагая охладительный эффект аммиачной машины 4 500 ккал/л. с. ч., находим, что 1 л. с. ч. внутренней работы может дать $4\,500 : 120 = 37,5$ кг льда.

Мощность машины принята внутренняя (так называемая индикаторная) без учета потерь на трение. С учетом механических потерь 1 эффективный л. с. ч. даст около 32 кг льда.

ГЛАВА ШЕСТЬДЦАТАЯ

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

16-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Как известно, насыщенный водяной пар при данной температуре имеет определенное, соответствующее этой температуре, давление, одинаковое независимо от того, находится ли пар в пустом пространстве или в воздухе (в последнем случае речь идет о парциальном давлении пара в воздухе).

Если говорят о воздухе, насыщенном парами, то это означает, что в воздухе содержится наибольшее количество пара, которое может находиться в данном пространстве при заданной температуре (при наличии или в отсутствии воздуха — безразлично).

Атмосферное давление или вообще давление, под которым находится смесь воздуха и пара, представляет сумму парциальных давлений воздуха p_a и пара p_n . По закону Дальтона барометрическое давление B :

$$p_a + p_n = B. \quad (16-1)$$

Барометрическое (атмосферное) давление B является суммарным давлением смеси пара и воздуха.

При насыщении пространства паром (т. е. когда парциальное давление пара равно давлению насыщенного пара при данной температуре) попытка ввести в данный объем при данной температуре еще некоторое количество пара не дает результата, так как взамен введенного количества пара столько же по весу обращается в жидкость — конденсируется. Очевидно, что воздух, находящийся в сосуде, будет насыщен водяными парами, если в нем имеется свободная водяная поверхность.

Весовое количество водяных паров, содержащееся в 1 m^3 влажного воздуха (вообще — пространства), называется абсолютной влажностью воздуха и выражается в g/m^3 .

В одном кубометре паровоздушной смеси (влажного воздуха) содержится 1 m^3 водяных паров при своем парциальном давлении p_n . Абсолютная влажность, измеренная в kg/m^3 , совпадает, следовательно, с удельным весом водяного пара в смеси γ_n .

Если пар насыщает пространство, то абсолютная влажность достигает своего возможного максимума при данной температуре γ_s .

Максимальную абсолютную влажность пара, выраженную в kg/m^3 , можно найти непосредственно в таблицах сухого насыщенного пара.

Если пары содержится при данной температуре меньше указанного максимального количества γ_s , то говорят о неполном насыщении воздуха паром. При этом состояние воздуха харак-

теризуется относительной влажностью φ , которая представляет отношение веса действительно содержащейся в пространстве влаги γ_n к максимально возможному весу ее при данной температуре γ_s . Относительная влажность может быть выражена в долях единицы или в процентах.

Обычно водяной пар, находящийся во влажном воздухе, имеет весьма незначительное давление, измеряемое в сотых долях атмосферы.

Если принять, как обычно считается в технике, что водяной пар при весьма низких давлениях подчиняется уравнению состояния идеальных газов, то можно написать для него это уравнение при одной и той же температуре два раза (в насыщенном и ненасыщенном состояниях):

$$\text{в насыщенном состоянии } p_s v_s = RT;$$

$$\text{в ненасыщенном состоянии } p_n v_n = RT.$$

Почленным делением второго уравнения на первое с переходом от удельных объемов к удельным весам получим:

$$\frac{p_n}{p_s} = \frac{v_s}{v_n} = \frac{\gamma_n}{\gamma_s} = \varphi, \quad (16-2)$$

откуда

$$p_n = \varphi p_s, \quad (16-3)$$

где γ_n — удельный вес пара в ненасыщенном состоянии (иначе его абсолютная влажность) и γ_s — тоже в насыщенном состоянии.

16-2. ТОЧКА РОСЫ, ГИГРОМЕТР И ПСИХРОМЕТР

Температурой точки росы или просто точкой росы называется температура, до которой нужно охладить ненасыщенный паром воздух, чтобы он стал насыщенным ($\varphi=100\%$). Эту температуру находят из таблицы насыщенного пара как температуру насыщения, соответствующую давлению $p_s = p_n$, где p_n — парциальное давление ненасыщенного пара при заданных t_s и φ . Для непосредственного определения температуры точки росы пользуются гигрометром.

Прибор этот представляет собой изогнутую стеклянную трубку *BC* с двумя шариками *A* и *D* (фиг. 16-1). В шарике *A* находится жидкий эфир, температура которого может быть измерена помещенным внутрь термометром. Остальная часть трубки вместе с шариком *D* заполнена паром эфира. Шарик *D* завернут в марлю, которую поддерживают во влажном состоянии. Испаряясь, вода отнимает тепло от паров эфира, который и конденсируется в шарике *D*. При этом давление паров эфира понижается, что вызывает его испарение в шарике *A*, сопровождающееся понижением в нем температуры. Вследствие этого пони-

жается и температура воздуха, окружающего шарик A . Когда температура воздуха около стенок шарика A сделается равной температуре насыщения пара, воздух окажется насыщенным водяными парами, и дальнейшее понижение температуры вызовет на наружных стенах шарика A росу. Термометр, помещенный в шарике A , в этот момент показывает температуру точки росы. Чтобы сделать более заметным появление росы на шарике A , его поверхность металлизируется.

Кроме этого определения относительную влажность находят по таблицам, графикам и формулам. Для приближенного вычисления парциального давления пара можно пользоваться следующей формулой:

$$p_n = p_s - \frac{1}{2} \tau \frac{B}{755}, \quad (16-4)$$

где p_s — давление насыщенного пара при температуре мокрого термометра (термометра, постоянно смачиваемого водой);

B — высота барометра, мм рт. ст.;

τ — разность показаний температур сухого и мокрого термометров.

16-3. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Если парциальное давление пара во влажном воздухе p_n , то из уравнения (16-1) давление сухого воздуха

$$p_s = B - p_n.$$

По уравнениям состояния

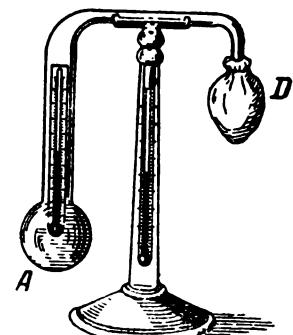
$$\gamma_s = \frac{pT_0\gamma_0}{p_0T} = 1,293 \frac{(B - p_n) \cdot 273}{760T} \text{ кг/см}^3. \quad (16-5)$$

Здесь B и p_n — в мм рт. ст. Если давления даны в кг/см^2 , то

$$\gamma_s = 1,293 \frac{(B - p_n) \cdot 273}{1,033T} \text{ кг/см}^3. \quad (16-6)$$

Удельный вес влажного воздуха равен сумме весов сухого воздуха и водяного пара в объеме одного кубического метра, т.е.

$$\gamma = \gamma_s + \gamma_n \text{ кг/см}^3. \quad (16-7)$$



Фиг. 16-1. Схема гигрометра.

Газовая постоянная атмосферного влажного воздуха определяется по уравнению

$$R = \frac{B}{\gamma T} \quad (16-8)$$

или так, как делается применительно к газовой смеси.

Полезно заметить, что удельный вес насыщенного пара по отношению к удельному весу воздуха, принятому за единицу, составляет 0,622. Поэтому вес одного кубического метра пара всегда составляет 0,622 от веса одного кубического метра сухого воздуха при том же давлении и температуре:

$$\gamma_n = 1,293 \frac{273 p_n}{760 T} \cdot 0,622 = 0,805 \frac{p_n}{760} \frac{273}{T}; \quad (16-9)$$

здесь p_n — в мм рт. ст.

Из формулы (16-3) вытекает

$$p_n = \varphi p_s \quad (16-10)$$

и

$$p_v = B - \varphi p_s.$$

До сих пор влажный воздух рассматривался нами при температурах ниже температуры насыщения пара.

При температурах выше температуры насыщения пара максимально возможный вес водяного пара в 1 м^3 влажного воздуха γ_s берется по таблицам перегретого пара, так как давление насыщенного пара в смеси с воздухом сохраняет зависимость от температуры до точки кипения при заданном полном давлении смеси. При дальнейшем повышении температуры давление насыщенного пара в смеси всегда равно полному давлению смеси. Таким образом, при температурах выше температуры насыщения давление водяного пара p_s будет равно полному давлению смеси, а удельный вес находится по таблицам перегретого пара.

16-4. ВЛАГОСОДЕРЖАНИЕ ВОЗДУХА

Влагосодержанием воздуха d называется вес водяного пара в граммах, находящегося в смеси, содержащей 1 кг сухого воздуха. Если объем смеси на 1 кг сухого воздуха обозначить $V_0 \text{ м}^3/\text{кг}$, то в каждом кубическом метре содержится $\gamma_n \text{ г}/\text{м}^3$ водяного пара и, следовательно, $d = V_0 \gamma_n \text{ г}/\text{кг}$.

Зависимость между влагосодержанием и другими параметрами паровоздушной смеси можно найти, если рассматривать сухой воздух и водяной пар как идеальные газы;

$$p_n V = G_n R_n T;$$

$$p_v V = G_v R_v T,$$

где V — общий объем смеси (влажного воздуха). Делением находим:

$$\frac{p_n}{p_s} = \frac{G_n R_n}{G_s R_s}, \text{ или } \frac{G_n}{G_s} = \frac{p_n R_s}{p_s R_n} = \frac{d}{1000} \text{ кг/кг},$$

отсюда

$$\frac{d}{1000} = 0,622 \frac{p_n}{p_s},$$

или

$$d = 622 \frac{p_n}{p_s} = 622 \frac{p_n}{B - p_n} = 622 \frac{\varphi p_s}{B - \varphi p_s}. \quad (16-11)$$

Здесь, разумеется, допустима подстановка давлений пара и воздуха в любой размерности (одинаковой для p и B).

Для состояния насыщения воздуха влагой уравнение (16-11) примет вид:

$$d_s = 0,622 \frac{p_s}{B - p_s}. \quad (16-12)$$

Из формулы (16-11) имеем:

$$d(B - \varphi p_s) = 622 \varphi p_s,$$

и отсюда

$$\varphi = \frac{B}{p_s} \frac{d}{622 + d}, \quad (16-13)$$

а так как $p_n = \varphi p_s$, то

$$p_n = B \frac{d}{622 + d} \quad (16-14)$$

и

$$p_s = B - B \frac{d}{622 + d} = B \frac{622}{622 + d}. \quad (16-15)$$

16-5. ЭНТАЛЬПИЯ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА. *dI*-диаграмма

Энталпия сухого воздуха при невысоких температурах может быть определена из выражения

$$i_s = 0,24t \text{ ккал/кг}, \quad (16-16)$$

так как теплоемкость сухого воздуха в пределах обычных температур (до 150°С) можно принять $c_p = 0,24 \text{ ккал/кг}$.

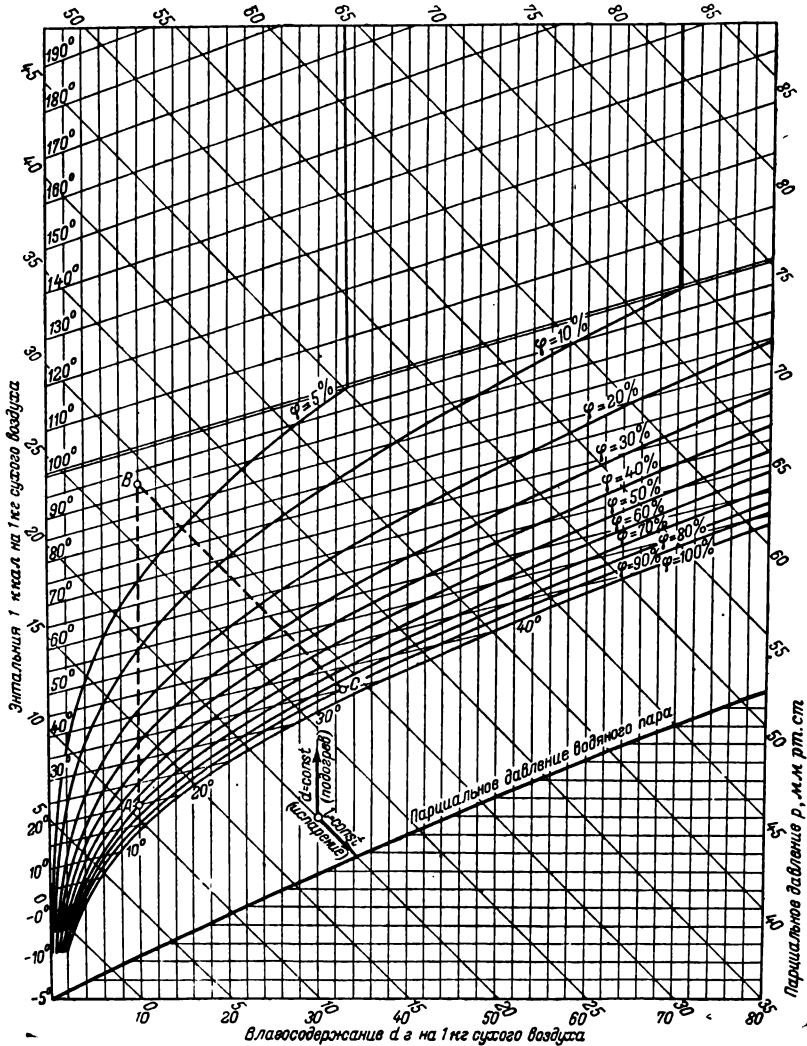
Энталпию пара при малых давлениях можно определять по эмпирической формуле

$$i_n = 595 - 0,46t \text{ ккал/кг}. \quad (16-17)$$

Поэтому энталпия влажного воздуха будет:

$$I = i_s + i_n d = 0,24t + 0,46dt - 595d. \quad (16-18)$$

При решении различных технических задач оказывается весьма удобным пользование *dl*-диаграммой (фиг. 16-2), в которой на оси абсцисс отложены величины влагосодержания *d*, а по оси



Фиг. 16-2. Диаграмма *dl* влажного воздуха.

ординат величины энталпии *I* смеси воздуха с паром (влажного воздуха). *dl*-диаграмма была впервые предложена проф. Л. К. Рамзином в 1918 г. Изотермы (линии *t* = const) на этой диаграмме оказываются прямыми. Координатные оси удобно располагать под углом в 135° , при этом прямые *t* = const оказыва-

ваются слегка поднимающимися, почти горизонтальными прямыми. Линии $\varphi = \text{const}$ — кривые. На этой же диаграмме нансят зависимость p_n от d по уравнению (16-4).

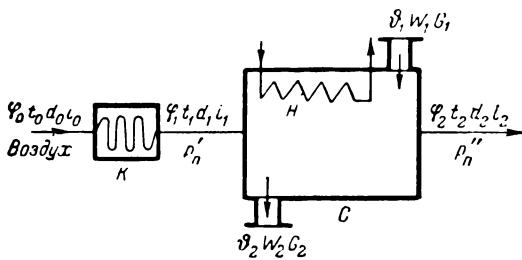
Давление влажного воздуха при составлении диаграммы берут обычно равным 760 (или 750) мм рт. ст.

Ввиду незначительности количественного изменения d и I при изменениях барометрического давления диаграммой можно пользоваться с достаточной технической точностью во всех практических случаях расчета атмосферных сушилок.

Примеры пользования dI -диаграммой даны ниже, в задачах при рассмотрении теоретической сушилки (без потерь).

16-6. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ СУШИЛКА (БЕЗ ПОТЕРЬ)

Аппарат, в котором происходит процесс сушки, называется сушилкой, или сушильной установкой. Каждая сушилка в своей основной форме состоит из двух рабочих частей: калорифера K , в котором происходит нагрев воздуха или получение продуктов сгорания (при сушке дымовыми газами), и сушильной камеры C , где происходит сушка материала. Схема сушилки дана на фиг. 16-3.



Фиг. 16-3. Схема сушилки.

Сушильная камера может иметь дополнительный источник тепла в виде поверхности нагрева H , иногда все тепло, необходимое для сушки, сообщается в самой камере (т. е. калорифер совмещается с сушильной камерой).

При сушке материала удаляется только влага (не полностью), количество же сухого вещества существенно не меняется. При этом изменяется (за счет удаления влаги) общий вес материала G , его влажность w , а также и температура θ .

Обозначим через G кг/час количество сырого материала (G_1, G_2); W — количество испаренной воды, кг/час; G_c — количество абсолютно сухого вещества в материале; w_1 — начальную влажность (относительную), т. е. количество воды в процентах от веса сырого материала; w_2 — конечную влажность в процентах (относительную).

Количество влаги в сыром материале

$$G_1 \frac{w_1}{100} \text{ кг/час};$$

то же в высушенному

$$G_2 \frac{w_2}{100} \text{ кг/час.}$$

Часовое количество испаренной в сушилке воды

$$W = G_1 - G_2 = \frac{G_1 w_1 - G_2 w_2}{100} \text{ кг/час.} \quad (16-19)$$

Так как вес абсолютно сухого вещества не изменяется, то

$$G_c = \frac{G_1(100 - w_1)}{100} = \frac{G_2(100 - w_2)}{100} \text{ кг/час},$$

откуда

$$\frac{G_1}{G_2} = \frac{100 - w_2}{100 - w_1}. \quad (16-20)$$

Количество влаги, испаряемое сушилкой на 1 кг высушенного материала:

$$\frac{W}{G_2} = \frac{w_1 - w_2}{100 - w_1} \text{ кг/кг};$$

то же, испаренное сушилкой на 1 кг влажного материала:

$$\frac{W}{G_1} = \frac{w_1 - w_2}{100 - w_2}.$$

Поэтому

$$W = G_1 \frac{w_1 - w_2}{100 - w_1} = G_2 \frac{w_1 - w_2}{100 - w_1}. \quad (16-21)$$

Так как вес абсолютно сухого воздуха в процессе сушки остается неизменным, то удобно относить все расчеты к 1 кг сухого воздуха.

Если L — часовое количество воздуха в килограммах, а его влагосодержание при входе и выходе из сушилки d_1 и d_2 , то уравнение баланса влаги будет:

$$\frac{G_1 w_1}{100} + L \frac{d_1}{1000} = \frac{G_2 w_2}{100} + L \frac{d_2}{1000}, \quad (16-22)$$

причем здесь влагосодержание d дано в г/кг.

Так как $\frac{G_1 w_1}{100} - \frac{G_2 w_2}{100} = W$, то

$$L = \frac{1000W}{d_2 - d_1}. \quad (16-23)$$

Обозначив расход воздуха на 1 кг испаренной влаги через

$$\frac{L}{W} = l,$$

имеем:

$$l = \frac{1000}{d_2 - d_1} \text{ кг/кг влаги}, \quad (16-24)$$

а так как при проходе через калорифер влагосодержание не меняется, то $d_1 = d_0$, и поэтому

$$l = \frac{1000}{d_2 - d_0} \text{ кг/кг}, \quad (16-25)$$

где d_0 — влагосодержание воздуха, поступающего в сушилку (т. е. влагосодержание наружного воздуха).

Расход воздуха уменьшается при увеличении d_2 и увеличивается, при прочих равных условиях, с увеличением d_0 . Так как зимой наружный воздух более насыщен влагой, то максимальное количество пропускаемого через сушилку воздуха (работа вентилятора) рассчитывается для зимнего времени.

Рассмотрим работу сушилки, работающей без потерь, а также без сообщения дополнительного тепла.

Уравнение теплового баланса для этого случая напишется:

$$LI_0 + Q + W\vartheta_1 = LI_2, \quad (16-26)$$

где L — расход сухого воздуха, кг/час;

W — количество испаряемой воды, кг/час;

Q — полный расход тепла на сушилку, ккал/час;

I_0 и I_2 — энталпия воздуха до и после сушилки, ккал/кг.

Из уравнения (16-26) находим:

$$Q = L(I_2 - I_0) - W\vartheta_1.$$

Разделив все уравнение на W и обозначив через $q = \frac{Q}{W}$ расход тепла на 1 кг испаренной воды, получим:

$$q = l(I_2 - I_0) - \vartheta_1, \quad (16-27)$$

где

$$l = \frac{1000}{d_2 - d_0}.$$

С другой стороны, все тепло, которое идет на сушку, в рассматриваемом случае сообщается воздуху (при установившемся состоянии) только в калорифере, т. е. $Q = Q_k$, где Q_k ккал/час — расход тепла в калорифере.

Так как $Q_k = L(i_1 - i_0)$, то

$$L(I_1 - I_0) = L(I_2 - I_0) - W\vartheta_1,$$

или после деления на W

$$U_1 + \vartheta_1 = U_2. \quad (16-28)$$

Это — основное уравнение теплового баланса сушилки, показывающее, что по мере испарения влаги при отсчете всех энталпий от 0°C в воздух поступает дополнительное тепло от той части воды материала, которая превратилась в пар.

При $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 0$ из уравнения следует, что $I_1 = I_2$, т. е. в этом случае процесс сушки протекает при постоянной энталпии. В этом случае сушилка называется теоретической.

Задача 16-1. В 1 м^3 влажного воздуха содержится при 80°C 100 г водяного пара. Найти относительную влажность.

Решение. По таблицам водяного пара находим при 760 мм рт. ст. и 80°C абсолютную влажность насыщенного водяным паром воздуха $\gamma_s = 293,7 \text{ г}/\text{м}^3$.

Следовательно,

$$\varphi = \frac{100}{293,7} \cdot 100 = 34,2\%.$$

Задача 16-2. Найти φ по температуре точки росы. Воздух с температурой 25°C дал росу при 10°C . Температуре 10°C соответствует $\gamma_1 = 9,4 \text{ г}/\text{м}^3$.

Решение. При температуре 25°C $\gamma'_s = 23 \text{ г}/\text{м}^3$. Поэтому

$$\varphi = \frac{9,4}{23} \cdot 100 = 40,8\%.$$

Более точный подсчет можно сделать, пользуясь более совершенным уравнением состояния для пара, которое дало бы $\varphi = 38,9\%$ (расхождение около 5%).

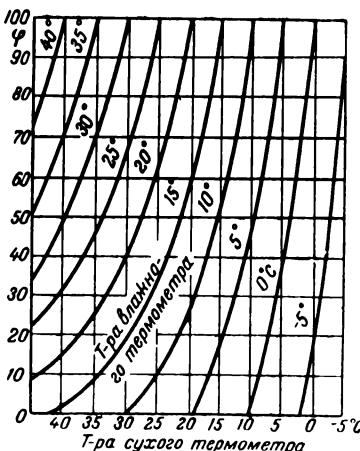
Задача 16-3. Найти γ_s при 80 и 180° и давлении влажного воздуха 2 ата .

Решение. Температура насыщенного пара при 2 ата $t_s = 119,6^\circ\text{C}$. Для этой температуры p_s и γ_s находим по таблицам водяного пара. При температуре $119,6^\circ\text{C}$ p_s делается равным 2 ата и при дальнейшем повышении температуры остается неизменным; γ_s выше $119,6^\circ\text{C}$ находится по таблице перегретого пара. Так, находим при 80°C : $p_s = 354,64 \text{ мм рт. ст.}$; $\gamma_s = 293 \text{ г}/\text{м}^3$ и при 180°C : $p_s = 2,0 \text{ ата}$; $\gamma_s = 950 \text{ г}/\text{м}^3$.

Задача 16-4. Найти φ с помощью психрометра (наблюдение показаний сухого и мокрого термометров). Сухой термометр показывает 25°C , мокрый 20°C , $B = 760 \text{ мм рт. ст.}$

Решение. По графику фиг. 16-4 $\varphi = 65\%$.

Фиг. 16-4. График относительной влажности воздуха.



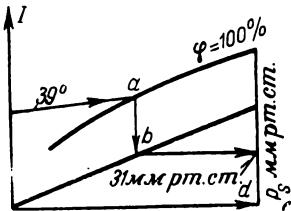
Задача 16-5. Найти p_s при $t = 30^\circ\text{C}$, пользуясь dI -диаграммой.

Решение. Имея пересечение изотермы $t = 30^\circ\text{C}$ и $\varphi = 100\%$, от точки a проводим вертикаль до точки b , отсчитывая справа $p_s = 31 \text{ мм рт. ст.}$ (фиг. 16-5).

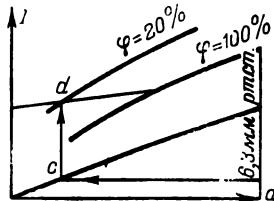
Задача 16-6. При данных предыдущей задачи $p_n = 6,3 \text{ мм рт. ст.}$ Найти φ .

Решение. От точки a идем по изотерме $t = 30^\circ\text{C}$ до пересечения с вертикальной прямой, проведенной из точки c , для которой $p_n = 6,3 \text{ мм рт. ст.}$

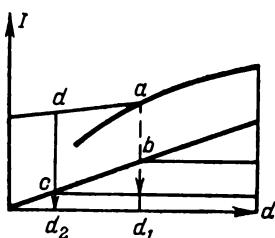
Точка d пересечения изотермы и прямой укажет на соответственное кривой φ значение искомой относительной влажности $\varphi = 20\%$ (фиг. 16-6).



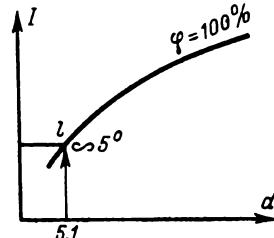
Фиг. 16-5. График к задаче 16-5.



Фиг. 16-6. График к задаче 16-6.



Фиг. 16-7. График к задаче 16-7.



Фиг. 16-8. График к задаче 16-8.

Задача 16-7. Для тех же данных найти d .

Решение. Продолжая линии ab и dc , находим соответственно $d_1 = 27,1 \text{ г/кг}$ и $d_2 = 5,1 \text{ г/кг}$ (фиг. 16-7).

Задача 16-8. Найти точку росы для состояния влажного воздуха, изображаемого точкой $d_n = 5,1 \text{ г/кг}$ на dI -диаграмме.

Решение. Для решения достаточно провести линию $d = \text{const}$ до пересечения с кривой $\varphi = 100\%$. Точка l даст искомую температуру — около 5°C (фиг. 16-8).

Задача 16-9. Дано $t_1 = 20^\circ\text{C}$, $\varphi_1 = 70\%$, $t_2 = 90^\circ\text{C}$, $t_3 = 35^\circ\text{C}$.

Использовать dI -диаграмму для расчета процесса сушки в теоретической сушилке.

Решение. dI -диаграмма дает возможность просто изобразить процесс, протекающий в калорифере и в самой сушильной камере. Начальное состояние воздуха перед калорифером характеризуется пересечением изотермы $t_1 = 20^\circ\text{C} = \text{const}$ и линии $\varphi = 70\% = \text{const}$, точка A на dI -диаграмме (фиг. 16-2).

Процесс нагревания воздуха в калорифере, как протекающий при $d = \text{const}$, изобразится линией AB , параллельной оси ординат. Конечная точка B дает состояние воздуха при входе в сушильную камеру:

$$d_1 = 10 \text{ г/кг}; I_2 = I_3 = 28 \text{ ккал/кг}.$$

Процесс в сушильной камере, как протекающий при $I = \text{const}$, изображается линией BC , причем точка C состояния при выходе из сушилки находится на пересечении линии BC с линией заданной конечной температуры процесса, т. е. 35°C , или с линией заданного конечного насыщения воздуха водяными парами (относительной влажности выходящего из сушилки воздуха, которая находится по температуре в точке C).

Так как расход воздуха на 1 кг испаренной в сушилке влаги равен:

$$l = \frac{1000}{d_3 - d_1} = \frac{1000}{32 - 10} = \frac{1000}{22} = 45,5 \text{ кг/кг},$$

то, имея построенным в dI -диаграмме процесс, определяем l по разности d_3 и d_1 , взятой из диаграммы (фиг. 16-2).

Так как расход тепла на сушку в теоретической сушилке выражается уравнением

$$q = l(I_3 - I_1),$$

то, построив в dI -диаграмме процесс ABC , определяем q (знайд l) по значениям I_3 и I_1 для точек A и B или A и C :

$$q = 45,5(28 - 10,74) = 785 \text{ ккал/кг.}$$

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

17-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Понятие теплообмена охватывает совокупность всех явлений, сопровождающих переход некоторого количества тепла из одной части пространства в другую.

Для теплообмена между двумя телами или между частями одного и того же тела должна иметь место разность температур.

Теплообмен между телами состоит в том, что тепло от тела или части тела с высокой температурой переходит к телу или к другой части тела с низкой температурой.

Этот переход тепла может осуществляться тремя совершенно различными способами.

Первым видом теплообмена является теплообмен посредством теплопроводности (кондукции). Теплопроводностью называется теплообмен между частицами тела, находящимися в непосредственном соприкосновении друг с другом. Примером теплообмена путем теплопроводности является теплообмен в твердом теле.

Вторым видом теплообмена является теплообмен посредством конвекции. Этот способ передачи тепла наблюдается в том случае, если материальные частицы, из которых состоит тело, обладают способностью менять свое положение в пространстве. Перенос тепла в этом случае совершается при помощи перемещения его материальных носителей. Этот процесс имеет место в жидкостях и газах и всегда сопровождается теплообменом посредством теплопроводности, если не все точки данной среды имеют одинаковую температуру. При учете влияния ограничивающих стенок можно наблюдать наиболее важный в практике случай теплообмена между протекающей жидкостью и стенкой. Этот способ теплообмена называется отдачей тепла от стенок к жидкости и обратно или просто теплоотдачей. Конвективный теплообмен бывает в вынужденном потоке, ограниченном стенками трубопровода или канала, и в свободном движении, или свободном потоке,

Третьим видом теплообмена является теплообмен посредством излучения, или лучеиспускания (радиации). При этом виде теплообмена энергия в форме теплоты превращается в другой вид энергии—в лучистую энергию, которая переносится через разделяющее пространство со скоростью света и в месте передачи снова переходит в другой вид энергии в форме теплоты.

В реальном теплообмене имеют место все три вида теплоизмены и весьма редко только один из них.

В жидкостях и газообразных телах явление теплопроводности сопровождается теплообменом путем конвекции.

Передача тепла лучеиспусканием нередко протекает совершенно независимо от процессов теплопроводности и конвекции, однако последняя в большинстве случаев сопутствует лучеиспусканию.

Например, в паровом котле имеют место все три вида передачи тепла от топочных газов к внешней поверхности кипятильных труб парового котла, т. е. теплопроводность, конвекция и излучение. Трубы парового котла бывают покрыты сажей, на внутренних стенах труб находится котельный камень или накипь. Передача тепла через эти три слоя обуславливается только теплопроводностью. Передача тепла от накипи к воде совершается только при помощи конвекции.

Практические расчеты поверхностей нагрева котла рассматривают теплообмен различного рода как единое целое, обобщая отдельные коэффициенты теплопередачи общими коэффициентами.

В настоящее время топочная техника с большой поверхностью труб, воспринимающих лучистый поток, требует особых методов расчета поверхностей нагрева этих труб.

17-2. ПЕРЕДАЧА ТЕПЛА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

Аналитическая теория теплопроводности совершенно игнорирует молекулярное строение вещества. Тело предполагается однородным и изотропным. С точки зрения физики теплопроводность обусловливается обменом кинетической энергии между молекулами, т. е. частицы с большими запасами кинетической энергии передают свою энергию частицам, обладающим меньшим запасом энергии.

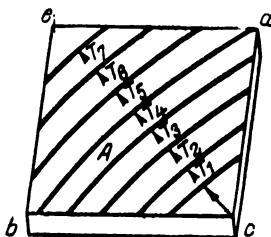
Теплопроводность тела зависит от природы вещества (для различных веществ она различна).

В математической физике принято называть совокупность мгновенных значений физической величины на всем протяжении пространства, охваченного процессом, полем этой величины. Если бесконечно малым перемещениям во всех направлениях отвечает бесконечно малое изменение данной величины, то поле вокруг рассматриваемой точки является непрерывным.

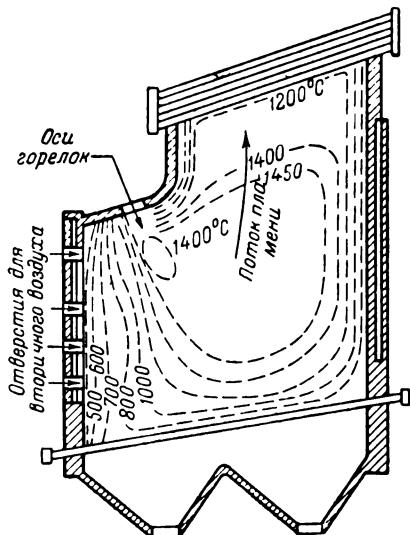
При перемещении в непрерывном поле из некоторой выбранной точки обнаруживается, что интенсивность изменения величины по разным направлениям неодинакова.

Если мы будем нагревать тело A (фиг. 17-1) в точке c , то через некоторый промежуток времени тепло распространится неравномерно по всему телу. У грани c температура будет выше, так как здесь расположен источник тепла, а у других граней температура будет ниже, т. е. будет существовать неравенство $T_1 > T_2 > T_3$.

Поверхность, на которой лежат точки, имеющие одинаковую температуру, называется изотермической поверхностью. Число таких поверхностей может быть бесконечно велико.



Фиг. 17-1. Изотермические поверхности.



Фиг. 17-2. Изотермические поверхности в топке парового котла.

Измеряя в топке парового котла тепловыми приборами температуры продуктов сгорания, можно построить изотермические поверхности топочного пространства. На фиг. 17-2 дано примерное изображение изотерм топочного объема парового котла при сжигании в топке каменного угля, размолотого в мельнице до пылевидного состояния (угольная пыль). В верхней части топки показаны трубы парового котла.

Совокупность значений температур во всех точках тела называется его температурным полем. Температурные поля бывают стационарные и нестационарные. Стационарным называется такое поле, в котором температура в каждой точке не меняется во времени, если же температура меняется, то поле будет нестационарным.

При стационарном тепловом режиме изотермические поверхности неподвижны, при нестационарном режиме они перемещаются в теле.

17-3. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ГРАДИЕНТ

Если температуры в двух соседних точках тела равны, то, следовательно, эти точки лежат на одной поверхности одинаковых температур, т. е. на общей изотермической поверхности. В этом случае тепло не может передаваться от одной точки к другой и вообще вдоль изотермической поверхности тепло не может распространяться.

Для перехода тепла от одной точки к соседней необходимо наличие между их температурами некоторой разности, причем теплота распространяется в сторону понижения температуры. Чем больше эта разность температур при прочих равных обстоятельствах (т. е. при заданном расстоянии между частицами, при определенных физических свойствах вещества тела), тем теплообмен будет более интенсивным.

В каждой точке температурного поля тепло распространяется по направлению нормали к изотермической поверхности, на которой лежит данная точка, в сторону теплообмена, так как именно в этом направлении температура падает наиболее интенсивно (см. направление стрелок в теле *A* на фиг. 17-1).

По этим соображениям для характеристики степени интенсивности изменения температуры в различных точках температурного поля пользуются величиной, которая называется температурным градиентом и обозначается через $\text{grad } t$. Под температурным градиентом подразумевается предел отношения приращения температуры Δt по направлению распространения тепла между двумя изотермическими поверхностями к расстоянию Δs между этими поверхностями, измеренному по нормали к ним (т. е. по кратчайшему расстоянию между ними). При этом приращение температуры Δt является отрицательным.

Итак,

$$\text{grad } t = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta t}{\Delta s} \right) = \frac{\partial t}{\partial s}. \quad (17-1)$$

Температурный градиент — отрицательная величина: чем больше его абсолютная величина, тем интенсивнее теплообмен (при заданных физических свойствах среды).

17-4. ТЕПЛОВОЙ ПОТОК

Если между телами происходит теплообмен, то тепло переходит от более нагретого тепла к менее нагретому по направлению нормалей к изотермическим поверхностям (фиг. 17-3). Тепловым потоком (удельным) называется количество тепла в килокалориях, переданного в единицу времени (час) через единицу изотермической поверхности (1 л.^2). Тепловой поток обозначается буквой q и имеет размерность $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$.

В различных точках температурного поля тепловой поток может быть различным по величине и по направлению. В не-

стационарном температурном поле он, кроме того, меняется и во времени.

Величина теплового потока зависит от температурных условий поля и от физических свойств вещества тела.

По закону Фурье

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial s} = -\lambda \text{grad } t \text{ ккал/м}^2 \text{ час}, \quad (17-2)$$

где λ — коэффициент теплопроводности вещества, ккал/м час град ; $(-\text{grad } t)$ — температурный градиент, взятый с обратным знаком (положительная величина).

Физический смысл коэффициента теплопроводности λ таков: он представляет собой величину теплового потока в ккал , проходящего в час через 1 м^2 стенки данного тела при разности температур в 1°C на расстоянии 1 м по толщине тела в направлении теплообмена.

Коэффициент теплопроводности λ зависит от свойств материала и изменяется от температуры. Его величина определяется опытным путем и для важнейших материалов приводится в справочных таблицах.

Общее количество переданного тепла определяется формулой

$$Q = qF\tau \text{ ккал}, \quad (17-3)$$

где F — площадь сечения тела в направлении, перпендикулярном к тепловому потоку, м^2 ;
 τ — время в часах.

Для простейшего случая, когда тепловой поток направлен перпендикулярно к стенке, имеющей толщину δ в м и температуры $t_1^\circ\text{C}$ — со стороны входа теплового потока и $t_2^\circ\text{C}$ — со стороны выхода, можно написать:

$$-\text{grad } t = -\frac{\partial t}{\partial s} = \frac{t_1 - t_2}{\delta} \text{ ккал/м}, \quad (17-4)$$

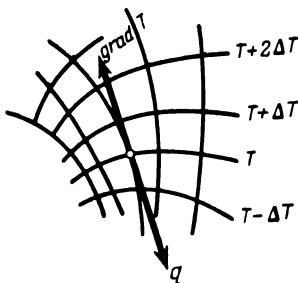
а поэтому тепловой поток будет равен:

$$q = -\lambda \text{grad } t = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) \text{ ккал/м}^2 \text{ час}. \quad (17-5)$$

При этом общее количество переданного тепла будет:

$$Q = qF\tau = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) F\tau \text{ ккал}. \quad (17-6)$$

↓ Для реальных газов и паров также и с давлением,

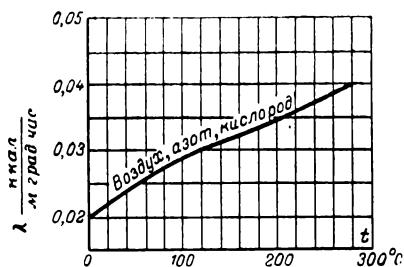


Фиг. 17-3. Температурное поле.

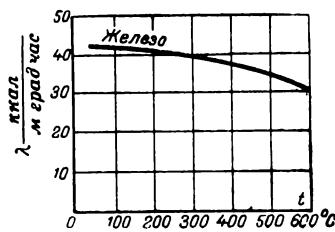
Коэффициент теплопроводности λ весьма различен для разных веществ.

Так, например, если мы возьмем кирпичную кладку, то для нее λ будет около 0,6, а для меди эта величина будет 350 $\frac{\text{ккал}}{\text{м град час}}$.

Для изоляционных твердых тел λ возрастает с температурой, так же как и для газов. Для металлов λ убывает с увеличением температуры.



Фиг. 17-4. График зависимости коэффициента теплопроводности λ от температуры для газов.



Фиг. 17-5. График зависимости коэффициента теплопроводности λ для железа от температуры.

В практических расчетах зависимостью λ от температуры обычно пренебрегают, считая этот коэффициент постоянным в данном рабочем интервале температур.

Нижеприводимые графики показывают зависимость теплопроводности от температуры для некоторых веществ, см. фиг. 17-4, 17-5, 17-6.

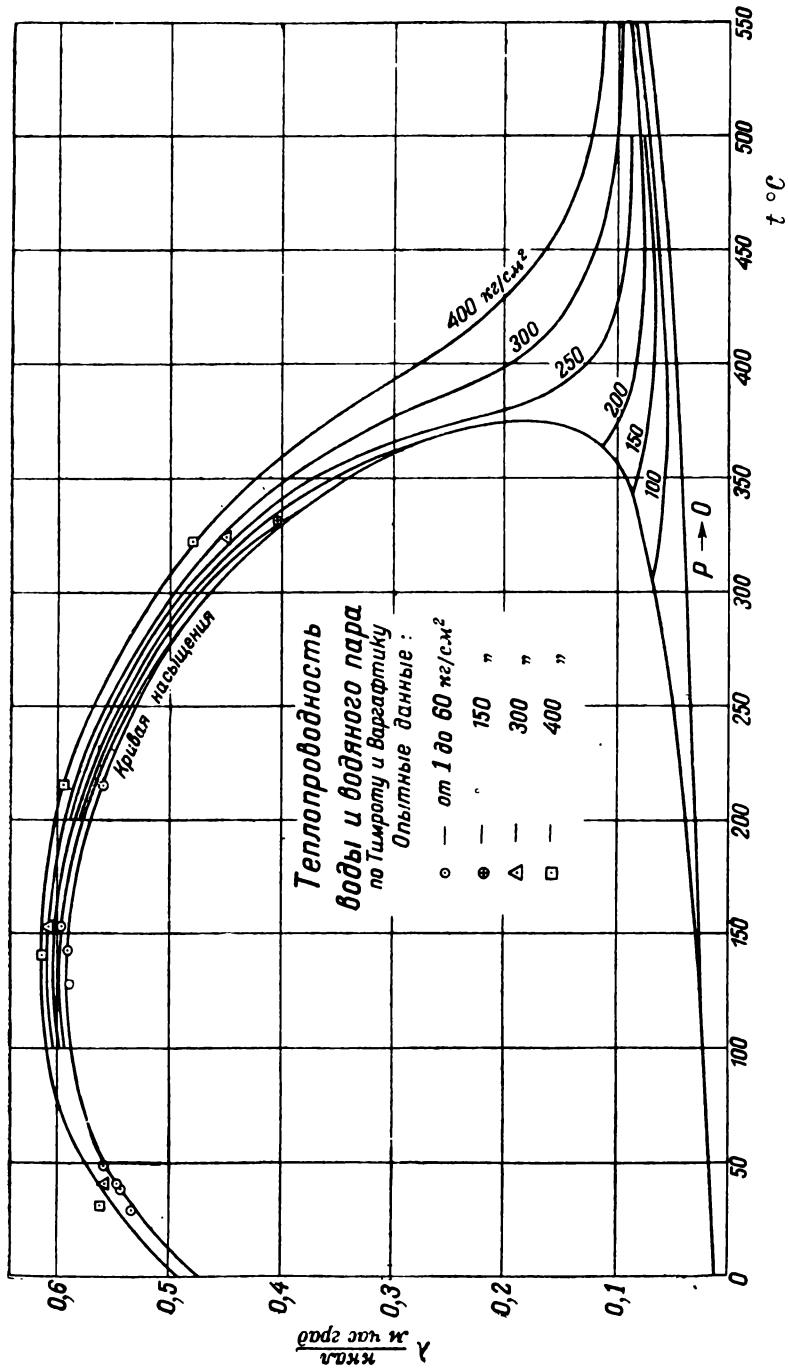
Вышеприведенные графики, полученные экспериментальным путем, подтверждают ранее высказанные положения о различной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры.

В таблицах 17-1 и 17-2 приведены значения коэффициентов теплопроводности различных веществ.

Дифференциальные уравнения теплообмена устанавливают зависимость между величинами, характеризующими это явление. В сложных явлениях установить зависимость между величинами представляет весьма трудную задачу.

Математический анализ позволяет составить дифференциальные уравнения, но решение этих уравнений возможно лишь для некоторых частных случаев при условии введения упрощающих предпосылок.

В настоящей книге дифференциальные уравнения теплопроводности не рассматриваются.



Фиг. 17-6. График зависимости коэффициента теплопроводности λ для воды от температуры.

Таблица 17-1

Таблица значений коэффициентов теплопроводности различных тел λ , ккал/м град час

Наименование материалов	ккал/м град час	Наименование материалов	ккал/м град час
М е т а л л ы:		С т р о и т е л ь н ы е м а т е р и а л ы:	
Алюминий	175	Бетон	0,7÷1,2
Железо	40÷50	Сосна и ель вдоль волокон	0,33
Латунь	75÷100	Дуб вдоль волокон	0,35
Медь	300÷350	Кирпич обыкновенный	0,4
Серебро	360	Шамотный кирпич	1,1
И з о л и р у ю щ и е м а т е р и а л ы:		Кирпичная кладка	0,6÷0,8
Асbestosовый картон .	0,15	Стекло	0,5÷0,8
Асbestosовая мелочь в набивке	0,10	Р а з л и ч н ы е т в е р д ы е м а т е р и а л ы:	
Войлок	0,04	Котельная накипь	0,5÷2,0
Кизельгур	0,10	Сажа	0,2
Опилки	0,06		
Пробковые плиты . .	0,06÷0,09		
Торфяные плиты . .	0,07		
Трепел	0,06÷0,08		

Таблица 17-2

Значения коэффициентов теплопроводности газов (ВТИ) λ , ккал/м град час

Температура, °C	$\lambda \cdot 10^3$ ккал/м град час						
	Воздух	Азот	Кислород	Водяной пар	Углекислый газ	Водород	Аргон
0	21,0	20,9	21,2	13,9	12,6	150,0	14,0
100	27,6	27,1	28,3	20,6	19,6	186,0	18,1
200	33,8	33,1	35,0	28,4	26,6	222,0	22,2
300	39,6	38,6	41,3	37,3	33,6	258,0	26,2
400	44,8	43,6	47,3	47,3	40,6	294,0	30,0
500	49,4	48,0	52,9	58,4	47,2	330,0	33,7
600	53,5	51,9	58,0	70,7	53,4	366,0	37,3
700	57,2	55,2	62,6	84,2	59,2	402,0	40,7
800	60,6	58,0	66,8	98,8	64,6	438,0	44,0
900	63,7	60,3	70,5	114,5	69,6	474,0	47,1
1 000	66,5	62,6	73,8	131,0	74,2	510,0	50,1

17-5. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛОСКОЙ СТЕНКИ

Фиг. 17-7 показывает температурный график для случая передачи тепла через плоскую однослоиную стенку. Температура стенок с левой стороны t_1 , с правой t_2 , коэффициент теплопроводности материала стенки λ , а толщина ее δ .

Общее количество переданного тепла будет [уравнение 17-6]:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2) F \tau \text{ ккал.}$$

Если принять в частном случае

$$t_1 - t_2 = 1^\circ \text{C},$$

$$F = 1 \text{ м}^2,$$

$$\tau = 1 \text{ час},$$

то получим:

$$Q = \lambda,$$

т. е. коэффициент теплопроводности есть количество тепла, проходящее через стенку поверхностью в 1 м² при толщине в 1 м и при разности температур в 1°C.

Если от общего теплового потока Q перейдем к удельному тепловому потоку q , то для этого предыдущее уравнение надо разделить на произведение $F\tau$. Получим:

$$q = \frac{Q}{F\tau} = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2),$$

иначе

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{\delta}{\lambda}}. \quad (17-7)$$

Фиг. 17-7. Передача тепла через однослоиную плоскую стенку.

В этой формуле отношение $\frac{\delta}{\lambda}$ называется термическим сопротивлением стенки. В таком виде формула напоминает формулу закона Ома. Из этой формулы можно определить температуру (например t_1), если другая (t_2) известна:

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta}{\lambda},$$

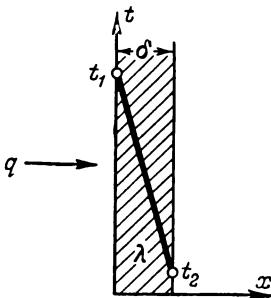
откуда

$$t_1 = t_2 + q \frac{\delta}{\lambda}. \quad (17-8)$$

Из этого уравнения вытекает, что высшая температура (одной поверхности стенки) равна низшей температуре (другой поверхности стенки) плюс произведение теплового потока на термическое сопротивление.

Предыдущее уравнение может быть написано и в таком виде:

$$t_2 = t_1 - q \frac{\delta}{\lambda}, \quad (17-9)$$



т. е. для нахождения низшей температуры (на поверхности второй стенки) надо из высшей температуры (на поверхности первой стенки) вычесть произведение теплового потока на термическое сопротивление.

Задача 17-1. Найти падение температуры $t_1 - t_2$ в стенке, если дана толщина стенки $\delta = 0,01 \text{ м}$ (10 мм) и тепловой поток

$$q = 1000 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

Решение. Находим:

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta}{\lambda} = 1000 \frac{0,01}{\lambda} \text{ } ^\circ\text{C.}$$

В зависимости от значения λ эта разность температур $t_1 - t_2$ будет различной для разных материалов. Так, например, для:

меди	($\lambda = 330 \text{ ккал/м град час}$)	$t_1 - t_2 \approx 0,03 \text{ } ^\circ\text{C}$
алюминия	($\lambda = 175$ ")	$t_1 - t_2 \approx 0,06 \text{ } ^\circ\text{C}$
железа	($\lambda = 50$ ")	$t_1 - t_2 \approx 0,20 \text{ } ^\circ\text{C}$
бетона	($\lambda = 1$ ")	$t_1 - t_2 \approx 10,00 \text{ } ^\circ\text{C}$
кисельгурда	($\lambda = 0,1$ ")	$t_1 - t_2 \approx 100,00 \text{ } ^\circ\text{C}$

Эти числа говорят о различной тепловой проводимости в зависимости от природы тела.

17-6. МНОГОСЛОЙНАЯ СТЕНКА

Рассмотрим теплопроводность плоской стенки, состоящей из нескольких слоев, например, из трех (фиг. 17-8).

Стенка имеет три слоя с толщинами $\delta_1, \delta_2, \delta_3$. Коэффициенты теплопроводности слоев $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$. Тепловой поток, проходящий через стенку, пусть будет q . Термическое сопротивление первого слоя $\frac{\delta_1}{\lambda_1}$, термическое сопротивление второго слоя $\frac{\delta_2}{\lambda_2}$, термическое сопротивление третьего слоя $\frac{\delta_3}{\lambda_3}$. Общая сумма термических сопротивлений

$$\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$

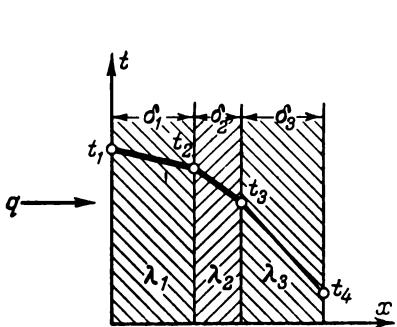
Стенка предполагается не теряющей тепло в окружающую среду. Уравнения теплового потока для трех отдельных слоев будет иметь следующий вид:

для первого слоя

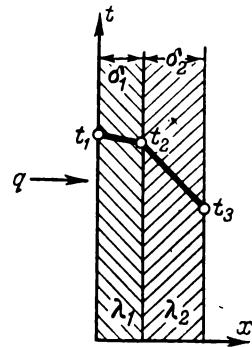
$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{\delta_1}{\lambda_1}}, \text{ откуда } t_1 - t_2 = q \frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

для второго слоя

$$q = \frac{t_2 - t_3}{\frac{\delta_2}{\lambda_2}}, \text{ откуда } t_2 - t_3 = q \frac{\delta_2}{\lambda_2};$$



Фиг. 17-8. Передача тепла через трехслойную плоскую стенку.



Фиг. 17-9. Передача тепла через двухслойную плоскую стенку.

для третьего слоя

$$q = \frac{t_3 - t_4}{\frac{\delta_3}{\lambda_3}}, \text{ откуда } t_3 - t_4 = q \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$

Складывая левые и правые части уравнений, получим:

$$t_1 - t_4 = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right), \quad (17-10)$$

откуда выражение для теплового потока будет иметь следующий вид:

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}. \quad (17-11)$$

Здесь $\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}$ — общее термическое сопротивление всех трех слоев стенки.

Температуры по слоям будут определяться при помощи следующих уравнений:

$$t_2 = t_1 - q \frac{\delta_1}{\lambda_2};$$

$$t_3 = t_1 - q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right).$$

Температура между вторым и третьим слоями может быть определена и при помощи следующего уравнения:

$$t_3 = t_4 + q \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$

Если стенка состоит из двух слоев (фиг. 17-9), то перепады температур определяются при помощи уравнений

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta_1}{\lambda_1};$$

$$t_2 - t_3 = q \frac{\delta_2}{\lambda_2}.$$

Складывая левые и правые части уравнений, получим:

$$t_1 - t_3 = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right). \quad (17-12)$$

Заменяя действительные теплопроводности λ_1 и λ_2 общим коэффициентом теплопроводности сложной стенки λ_m , получим:

$$t_1 - t_3 = q \frac{\delta_1 + \delta_2}{\lambda_m}. \quad (17-13)$$

Из уравнений (17-12) и (17-13) следует:

$$\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{\lambda_m},$$

откуда общий коэффициент теплопроводности сложной стенки будет иметь вид

$$\lambda_m = \frac{\delta_1 + \delta_2}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2}}. \quad (17-14)$$

Задача 17-2. Плоская стальная стенка толщиной $\delta_1 = 0,02 \text{ м}$ (20 мм) имеет коэффициент теплопроводности $\lambda_1 = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$ и покрыта слоем котельной накипи толщиной $\delta_2 = 0,002 \text{ м}$ (2 мм)

$$\lambda_2 = 1,0 \text{ ккал}/\text{м град час}.$$

Найти общее падение температуры в стенке $t_1 - t_3$ в зависимости от теплового потока.

Решение.

$$\begin{aligned} t_1 - t_3 &= q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) = q \left(\frac{0,02}{50} + \frac{0,002}{1} \right) = q (0,0004 + 0,0020) = \\ &= 0,0024q \text{ град.} \end{aligned}$$

Средний коэффициент теплопроводности

$$\lambda_m = \frac{\delta_1 + \delta_2}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2}} = \frac{0,022}{\frac{0,02}{50} + \frac{0,002}{1}} = \frac{0,022}{0,0024} = 0,17 \text{ ккал}/\text{м град час.}$$

При данной теплопроводности стенки разность температур зависит от величины теплового потока: чем напряженнее работает стенка, т. е. чем больше тепловой поток, тем большее разность температур.

Задача 17-3. Данна плоская стенка $\delta_1 = 0,01 \text{ м}$, $\lambda_1 = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$, покрытая слоем котельной накипи $\delta_2 = 0,002 \text{ м}$, $\lambda_2 = 1 \text{ ккал}/\text{м град час}$. Полагаем $q = 10000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$. Найти полную разность температур.

Решение. Средний коэффициент теплопроводности равен:

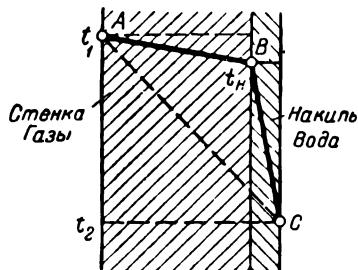
$$\lambda_m = \frac{0,01 + 0,002}{\frac{0,01}{50} + \frac{0,002}{1}} = 5,45 \text{ ккал}/\text{м час град.}$$

Общее падение температуры

$$t_1 - t_3 = q \frac{\delta_1 + \delta_2}{\lambda_m} = 22^\circ \text{ С.}$$

Проще результат найти следующим образом:

$$t_1 - t_3 = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) = 22^\circ \text{ С.}$$



Фиг. 17-10. График падения температуры для стенки с накипью.

На фиг. 17-10 показано, что падение температур при наличии слоя накипи на стенке парового котла происходит не по прямой линии AC , а идет по ломаной ABC . Точка B дает температуру t_H стальной стенки под накипью. Эта температура примерно на 20° выше, чем температура воды t_2 . Разность температур будет увеличиваться вместе с толщиной накипи и с увеличением теплового потока. В отдельных случаях накипь вызывает значительное увеличение температуры наружной стенки парового котла и ведет к ослаблению прочности металлической стенки.

17-7. ТЕПЛООТДАЧА ПЛОСКОЙ СТЕНКИ

Процесс теплообмена между телами может происходить через разделяющие их поверхности: например, от жидкости к металлической стенке или от комнатного воздуха к стене и т. д.

Теплообмен будет зависеть здесь не только от разности температур между соприкасающимися средами, но будет также определяться теми особенностями движения, которые происходят вблизи границ этих тел.

При наличии перегородки между двумя текучими сжимаемыми жидкостями теплообмен происходит следующим образом. Сначала будет иметь место отдача тепла от первой жидкости к стенке, затем—прохождение тепла через стенку и далее—отдача тепла с поверхности второй жидкости.

Ньютона предложил следующее уравнение, по которому можно определить количество передаваемого тепла:

$$dQ = a (t_1 - t_2) dF dt, \quad (17-15)$$

где t_1 — средняя температура нагревающей жидкости или газа, град;

t_2 — средняя температура нагреваемой стенки, град;

dF — элемент поверхности, м^2 ;

dt — промежуток времени, часы;

a — коэффициент теплоотдачи, $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ град час.}$

Это уравнение может быть написано в конечной форме, а именно:

$$Q = aF(t_1 - t_2)\tau. \quad (17-16)$$

Если положить здесь

$$F = 1 \text{ м}^2; t_1 - t_2 = 1^\circ\text{C}; \tau = 1 \text{ час},$$

то получим:

$$Q = a \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час.}$$

Последнее уравнение показывает, что коэффициент теплоотдачи a есть количество тепла, передаваемое через 1 м^2 поверхности в течение часа при разности температур в 1°C .

Для теплового потока уравнение Ньютона может быть написано в следующей форме:

$$q = a(t_1 - t_2) = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{a}} \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}, \quad (17-17)$$

где выражение $\frac{1}{a}$ представляет собой термическое сопротивление теплоотдачи.

Процесс передачи тепла от одной среды к другой через однородную плоскую стенку должен быть выражен следующими тремя уравнениями (фиг. 17-11).

Переход (отдача) тепла от нагревающей среды к поверхности стенки, определяется по уравнению

$$q = a_1(t_1 - t_2),$$

или

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{a_1}},$$

откуда

$$t_1 - t_2 = q \frac{1}{a_1}. \quad (17-18)$$

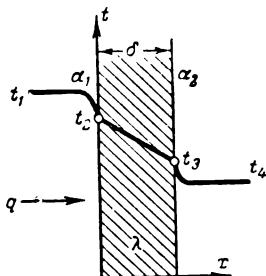
Фиг. 17-11. График теплообмена между двумя жидкостями через однослоиную стенку.

Проход тепла (теплопроводностью) через стенку определяется по уравнению

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_2 - t_3),$$

откуда

$$t_2 - t_3 = q \frac{\delta}{\lambda}. \quad (17-19)$$



Отдача тепла от поверхности стенки нагреваемой среде

$$q = \alpha_2 (t_3 - t_4) = \frac{t_3 - t_4}{\frac{1}{\alpha_2}},$$

откуда

$$t_3 - t_4 = q \frac{1}{\alpha_2}. \quad (17-20)$$

В этих уравнениях:

$t_1 - t_2$ — разность температур между нагревающей средой и стенкой;

$t_2 - t_3$ — разность температур между поверхностями стенок;

$t_3 - t_4$ — разность температур между стенкой и нагреваемой средой;

α_1 и α_2 — коэффициенты теплоотдачи от нагревающей среды к стенке и от стенки к нагреваемой среде, $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{час град}$;

δ — толщина стенки, м ;

λ — коэффициент теплопроводности стенки, $\text{ккал}/\text{м час град}$.

В приведенных уравнениях тепловой поток q остается величиной постоянной. При почлененном сложении уравнений (17-18), (17-19) и (17-20) в левой части получим разность температур $(t_1 - t_4)$, а в правую войдет произведение теплового потока q на сумму всех трех термических сопротивлений:

$$\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}.$$

Таким образом, уравнение теплового потока в целом можно представить в виде

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (17-21)$$

Если обозначим:

$$\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = k, \quad (17-22)$$

то получим уравнение теплового потока в следующей форме:

$$q = k(t_1 - t_4). \quad (17-23)$$

Полагая здесь в частном случае

$$t_1 - t_2 = 1^\circ,$$

получим:

$$q = k.$$

Коэффициент k называется коэффициентом теплопередачи и выражает количество передаваемого тепла в час через 1 м^2 поверхности, разделяющей стенки, от одной среды другой при разности температур между ними в 1°C .

Размерность коэффициента теплопередачи $k \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$.

Если рассмотреть для примера трехслойную стенку (фиг. 17-12), то уравнение теплового потока будет иметь следующий вид:

$$q = \frac{t_1 - t_6}{\frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{a_2}}. \quad (17-24)$$

Здесь знаменатель — общее термическое сопротивление, а

$$\frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{a_2}} = k \quad (17-25)$$

есть общий коэффициент теплопередачи. Через этот коэффициент уравнение теплового потока будет иметь вид

$$q = k(t_1 - t_6).$$

Посмотрим, как можно определить, например, температуру t_4 через t_1 . По направлению теплового потока температура t_4 определяется по уравнению

$$t_4 = t_1 - q \left(\frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right).$$

Эта же температура t_4 может быть определена через температуру t_6 по направлению против теплового потока по уравнению

$$t_4 = t_6 + q \left(\frac{1}{a_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right).$$

Фиг. 17-12. График теплообмена между двумя жидкостями через трехслойную стенку.

Двоякое определение температуры дает возможность сделать проверку правильности полученных результатов.

Задача 17-4. Паровой котел имеет давление пара $p_1 = 10 \text{ атм}$ и $x_1 = 1$ и дает $\frac{D}{H_k} = 20 \text{ кг}$ пара с 1 м^2 в час. Толщина стенки котла равна 20 мм .

Температура воды, входящей в котел, 82° С , коэффициент теплопроводности стали стенок котла $\lambda = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$. Определить разность температур на наружной и внутренней поверхностях стенки парового котла.

Решение. Прежде всего находим значения энталпии пара i_n и воды i_b :

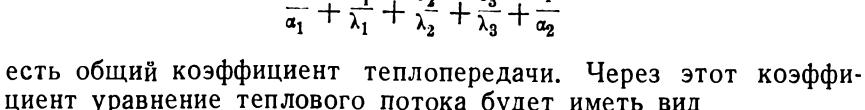
$$i_n = 662 \text{ ккал}/\text{кг}, \quad i_b = 82 \text{ ккал}/\text{кг}.$$

Тепловой поток будет:

$$q = (662 - 82) 20 = 11200 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}.$$

Искомая разность температур

$$t_1 - t_2 = q \frac{\delta}{\lambda} = 11200 \frac{0,02}{50} = 4,48^\circ \text{ С}.$$



Задача 17-5. Определить температуры поверхности стенки t_1' и t_2' для трех случаев:

1-й случай — стенка чистая,

2-й случай — имеется накипь со стороны воды толщиной в 1 **мм**,

3-й случай — имеется накипь толщиной 10 **мм**.

Примем для стали $\lambda_1 = 50 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; $\delta_1 = 20 \text{ мм}$; a_1 от газа к стенке $50 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; a_2 от стенки к воде $1000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; температура газа 900°C ; температура воды 180°C .

Решение. Первый случай — стенка чистая. Общее термическое сопротивление

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{1}{a_2} = \frac{1}{50} + \frac{0,02}{50} + \frac{1}{1000} = \\ = 0,02 + 0,0004 + 0,001 = 0,0214;$$

$$k = \frac{1}{0,0214} = 46,73 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час};$$

$$q_m = 46,73 (900 - 180) = 33\,645 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час};$$

$$t_1' = t_1 - \frac{q}{a_1} = 900 - \frac{33\,645}{50} = 900 - 673,9 = 227,1^\circ\text{C};$$

$$t_2' = t_1' - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} = 227,1 - 33\,645 \frac{0,02}{50} = 213,7^\circ\text{C}.$$

Второй случай — стенка имеет накипь толщиной 1 **мм**. Общее термическое сопротивление

$$\frac{1}{k} = 0,0214 + \frac{\delta_2}{\lambda_2} = 0,0214 + \frac{0,001}{1} = 0,0224;$$

$$k = \frac{1}{0,0224} = 44,64 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час};$$

$$q = 44,64 (980 - 180) = 32\,140 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}.$$

Температура t_1' на поверхности стенки будет:

$$t_1' = t_1 - q \frac{1}{a_1} = 900 - \frac{32\,140}{50} = 900 - 642,9 = 257,1^\circ\text{C}.$$

Температура на границе между стенкой и накипью

$$t_2' = t_1' - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} = 257,1 - 32\,140 \frac{0,02}{50} = 257,1 - 12,9 = 244,2^\circ\text{C}.$$

Температура на поверхности накипи, обращенной к воде,

$$t_3' = t_2' - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = 244,2 - 32\,140 \frac{0,001}{1} = 244,2 - 32,1 = 212,1^\circ\text{C}.$$

• Третий случай — стенка имеет накипь толщиной 10 **мм**

$$\frac{1}{k} = 0,0214 + \frac{\delta_2}{\lambda_2} = 0,0214 + \frac{0,01}{1} = 0,0314;$$

$$k = \frac{1}{0,0314} = 31,84 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час};$$

$$q = 31,84 (900 - 180) = 22\,925 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час};$$

$$t_1' = t_1 - q \frac{1}{\alpha_1} = 900 - \frac{22925}{50} = 900 - 458,5 = 441,5^{\circ}\text{C};$$

$$t_2' = t_1' - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} = 441,5 - \frac{22925}{50} = 441,5 - 9,2 = 432,3^{\circ}\text{C};$$

$$t_3' = t_2' - 22925 \frac{0,01}{1} = 432,3 - 229,3 = 203^{\circ}\text{C}.$$

Как видим, чем толще слой накипи, тем выше температура стенки, обращенной к горячему газовому потоку.

Задача 17-6. Стальная стенка имеет толщину 10 мм и омывается с двух сторон водой, температура которой $t_1 = 150^{\circ}\text{C}$ и $t_2 = 70^{\circ}\text{C}$.

Определить тепловой поток и температуры, принимая $\alpha_1 = 2500 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; $\alpha_2 = 1300 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; $\lambda = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$ (сталь).

Как изменится тепловой поток и температуры по слоям при наличии накипи в 2 мм ?

Задача 17-7. Толщина стенки топки парового котла 2,5 кирпича, из них полтора кирпича простого и один кирпич шамотный. Общая толщина стенки 625 мм . Длина кирпича 250 мм , ширина 125 мм , толщина 65 мм . Размер стенки котла 5 $\text{м} \times 8 \text{ м}$. Температура внутренней поверхности (топки) 1350° С, наружной 50° С. Определить количество тепла, которое проходит через стенку за час, и температуры по слоям. Как изменятся тепловой поток и температуры по слоям, если допустить между стенками шамотного и простого кирпича воздушную прослойку в полкирпича, равную 125 мм , при общей толщине стенки 625 мм . Принять:

$$\lambda_{\text{кирп}} = 0,4; \quad \lambda_{\text{шам}} = 1,1; \quad \lambda_{\text{воздух}} = 0,05.$$

Задача 17-8. Определить влияние внешнего и внутреннего загрязнений на температуру стенки. Первый случай — стенка чистая; второй случай — стенка имеет накипь со стороны воды толщиной 2 мм ; третий случай — стенка имеет слой сажи в 1 мм ; $\lambda_{\text{ст}} = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$; $\delta_1 = 10 \text{ мм}$; $\alpha_{1 \text{ газ} \rightarrow \text{стенка}} = 40 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; $\alpha_{2 \text{ стенка} \rightarrow \text{вода}} = 1000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; $\lambda_{\text{сажа}} = 0,2 \text{ ккал}/\text{м град час}$; $\lambda_{\text{накипь}} = 0,8 \text{ ккал}/\text{м град час}$; температура газа 1000° С; температура воды 200° С.

Задача 17-9. Определить коэффициент теплопередачи от газов через стенку воде и количество тепла, проходящее за час через плоскую стальную стенку площадью 15 м^2 ($\lambda = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$), омываемую с одной стороны дымовыми газами ($\alpha_1 = 40 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$) и с другой стороны водой ($\alpha_2 = 3500 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$). Температура газов $t_1 = 1200^{\circ}\text{C}$, температура воды 180° С.

17-8. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СТЕНКИ

Теплообмен в цилиндрической стенке имеет большое практическое значение для теплотехников, так как котельные и паротурбинные установки имеют в основном цилиндрические поверхности теплообменников, по которым происходит передача тепла от нагревающего тела к нагреваемому.

Для цилиндрической стенки уравнение Фурье примет вид:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} F \pi \text{ ккал.} \quad (17-26)$$

В этом уравнении теплообмена через r обозначено расстояние от оси трубы (фиг. 17-13). На этой фигуре изображена труба, в которой тепловой поток направлен изнутри наружу, причем цилиндрическая поверхность, через которую передается тепло, увеличивается с увеличением радиуса r (наружного диаметра $2r$). Вывод уравнения теплового потока делается для бесконечно малой разности радиусов dr , считая выделенную поверхность плоской стенкой.

Для отрезка трубы длиной l м поверхность F на расстоянии r от оси будет равна $2\pi r l$.

Падение температуры на отрезке dr можно рассматривать прямолинейным. Количество переданного тепла выразится уравнением $Q = -2\pi r l \lambda \frac{dt}{dr}$ ккал. То же количество, отнесенное к 1 пог. м трубы, т. е. при $l = 1$ м, и к 1 часу, будет:

$$q_0 = -2\pi r l \lambda \frac{dt}{dr} \text{ ккал/м час.} \quad (17-27)$$

Отрицательный знак в правой части этих уравнений показывает, что при увеличении радиуса на dr температура понижается на dt .

Решая уравнение относительно dt , найдем:

$$dt = -\frac{q_0}{2\pi\lambda} \frac{dr}{r}. \quad (17-28)$$

Интегрируя это уравнение, получим:

$$\int_{r_1}^{r_2} dt = - \int_{r_1}^{r_2} \frac{q_0}{2\pi\lambda} \frac{dr}{r} = - \frac{q_0}{2\pi\lambda} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r},$$

отсюда

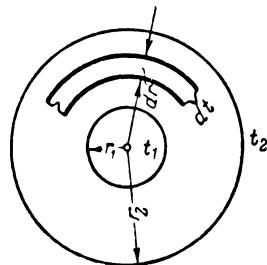
$$t_1 - t_2 = \frac{q_0}{2\pi\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (17-29)$$

или, вводя диаметры d_1 и d_2 вместо радиусов r_1 и r_2 , имеем:

$$t_1 - t_2 = \frac{q_0}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}. \quad (17-30)$$

Решая это уравнение относительно q_0 , получим:

$$q_0 = \frac{2\pi\lambda(t_1 - t_2)}{\ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{2\pi\lambda} 2,303 \lg \frac{d_2}{d_1}}. \quad (17-31)$$



Фиг. 17-13. График теплопроводности однослоиной цилиндрической стенки.

Знаменатель даст величину термического сопротивления на 1 *пог. м* трубы.

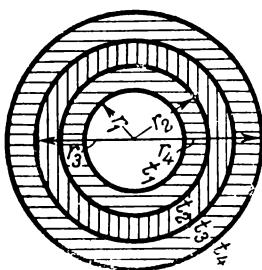
Для многослойной (трехслойной) цилиндрической стенки уравнение (17-31) примет по фиг. 17-14 вид

$$q_0 = \frac{t_1 - t_4}{\frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (17-32)$$

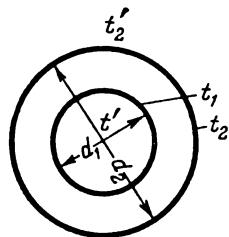
Знаменатель — общее термическое сопротивление всех слоев на 1 *пог. м*.

В этом уравнении $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — коэффициенты теплопроводности по слоям цилиндрической стенки; d_1, d_2, d_3, d_4 — диаметры от внутреннего до наружного.

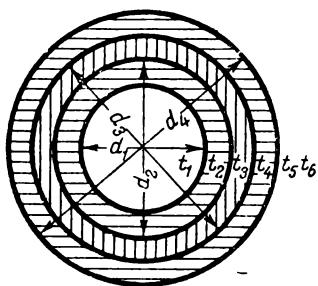
Если коэффициент теплоотдачи от среды к внутренней стенке трубы a_1 , то по формуле Ньютона можно написать для



Фиг. 17-14. Теплопроводность трехслойной цилиндрической стенки.



Фиг. 17-15. График теплообмена двух жидкостей



Фиг. 17-16. График теплообмена двух жидкостей через однослоистую цилиндрическую стенку.

количества тепла, передаваемого через цилиндрическую поверхность (фиг. 17-15) на 1 *пог. м* трубы в 1 час:

$$q_0 = a_1 (t'_1 - t_1) \pi d_1 \text{ ккал/м час},$$

где t'_1 — температура среды внутри трубы, или иначе

$$q_0 = -\frac{t'_1 - t_1}{\frac{1}{a_1 \pi d_1}}, \quad (17-33)$$

где $\frac{1}{a_1 \pi d_1}$ есть термическое сопротивление цилиндрической поверхности на 1 *пог. м* трубы.

Аналогично напишем уравнение теплоотдачи для наружной поверхности трубы

$$q_0 = \frac{t_2 - t_2'}{\frac{1}{\alpha_2 \pi d_2}}, \quad (17-34)$$

где t_2' — температура среды снаружи трубы.

С учетом коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 количество тепла на 1 m^2 многослойной трубы (по фиг. 17-16) определяется по следующему уравнению:

$$q_0 = \frac{t_1 - t_6}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\pi d_4 \alpha_2}}. \quad (17-35)$$

По аналогии с предыдущим температура по слоям будет определяться, например, для четвертой точки так: по направлению потока тепла

$$t_4 = t_1 - q \left(\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \right), \quad (17-36)$$

или против потока тепла

$$t_4 = t_6 + q \left(\frac{1}{\pi d_4 \alpha_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right). \quad (17-37)$$

Определение коэффициента теплопередачи k , отнесенного к 1 m^2 наружной поверхности, можно произвести из уравнения

$$q_0 = k \pi d_4 (t_1 - t_6),$$

откуда

$$k = \frac{q_0}{\pi d_4 (t_1 - t_6)} \text{ ккал/м}^2 \text{ час град.} \quad (17-38)$$

Так как по уравнению (17-35)

$$q_0 = \frac{t_1 - t_6}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\pi d_4 \alpha_2}},$$

то, следовательно, коэффициент теплопередачи, отнесенный к 1 m^2 наружной поверхности многослойной трубы, будет:

$$\begin{aligned} k &= \frac{\frac{t_1 - t_6}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\pi d_4 \alpha_2}}}{\pi d_4 (t_1 - t_6)} = \\ &= \frac{1}{\pi d_4 \left(\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\pi d_4 \alpha_2} \right)}, \end{aligned}$$

или окончательно

$$k = \frac{1}{\frac{d_4}{a_1} \frac{1}{a_1} + \frac{d_4}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{a_1} + \frac{d_4}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{a_2} + \frac{d_4}{2\lambda_3} \ln \frac{d_4}{a_3} + \frac{1}{a_2}}. \quad (17-39)$$

Задача 17-10. Определить максимальную температуру металлической стенки котла при ее толщине $\delta_1 = 3,5 \text{ мм}$ и $\lambda_1 = 50 \text{ ккал}/\text{м град час}$ при толщине слоя накипи $\delta_2 = 2 \text{ мм}$ и $\lambda_2 = 1,0 \text{ ккал}/\text{м град час}$. Температура воды в кotle $t_b = 200^\circ \text{C}$. Коэффициент теплоотдачи от стенки к воде принять $a_2 = 4000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$. Решить задачу, как для плоской стенки.

Решение. Температура наружной стенки определится по уравнению

$$t_1 = t_b + q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{a_2} \right),$$

отсюда

$$t_1 = 200 + q (0,00007 + 0,002 + 0,00025) = 200 + q \cdot 0,00232.$$

Тепловой поток q зависит от теплового напряжения котельной поверхности и, следовательно, от ее парового напряжения. В среднем с одного квадратного метра поверхности нагрева котла в старых водотрубных котлах снимается $25 \text{ кг}/\text{м}^2 \text{ час}$ пара.

Полагая затрату тепла на каждый килограмм пара 640 ккал , получим тепловое напряжение, т. е. величину q , порядка $640 \cdot 25 = 1600 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$.

Для современных водотрубных котлов эта величина будет около $65\,000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$.

Для экранных поверхностей (так называются поверхности котла, помещенные непосредственно в топке) q достигает от $100\,000$ до $200\,000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$.

Соответственно этим числам будем иметь:

$$\begin{aligned} t_1 &= 200 + 16\,000 \cdot 0,00232 = 200 + 37 = 237^\circ \text{C}; \\ t_1 &= 200 + 64\,000 \cdot 0,00232 = 200 + 148 = 348^\circ \text{C}; \\ t_1 &= 200 + 200\,000 \cdot 0,00232 = 200 + 464 = 664^\circ \text{C}. \end{aligned}$$

Так как для обычных котельных сталей при температуре выше 400°C снижается допустимое безопасное напряжение материала, то для второго случая температура стенки уже подходит к этой границе, а для третьего случая эта температура совершенно недопустима.

Если принять во внимание, что при расчете взято среднее напряжение поверхности нагрева и что отдельные части поверхности котла испытывают большие напряжения стенки, ясна вся опасность внутреннего загрязнения для службы материала котла и его безопасности.

Заданная температура воды в кotle (200°C) соответствует давлению в нем около 16 ата . При давлении в 40 ата эта температура будет $249,2^\circ \text{C}$, и решение задачи дало бы:

$$1) \quad t_1 = 286,2^\circ \text{C};$$

$$2) \quad t_1 = 397,2^\circ \text{C}.$$

Отсюда следует заключить, что образование накипи терпимо только в котлах низкого давления и низкой удельной паропроизводительности. При повышении давления и удельной паропроизводительности следует работать с тщательно очищенной водой, не дающей заметных отложений. Это в особенности относится к экранным поверхностям, как наиболее напряженным.

Задача 17-11. Паропровод диаметром $200,216 \text{ мм}$ (внутренний d_1 и наружный d_2 диаметры трубы) не имеет изоляции; температура пара $t_n = 300^\circ \text{C}$; температура окружающего воздуха $t_b = 25^\circ \text{C}$; $\lambda = 40 \text{ ккал}/\text{м град час}$; $a_1 = 100 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$; $a_2 = 20 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$.

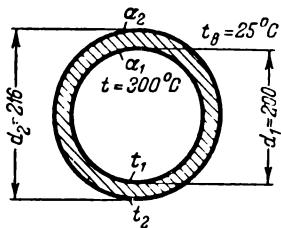
Определить коэффициент теплопередачи k , тепловой поток на 1 пог. м q и температуру t_1 наружной стенки трубы (фиг. 17-17).

Решение. Соответственно уравнению (17-39) для однослоиной цилиндрической трубы имеем:

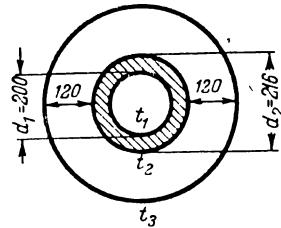
$$d_2 k = \frac{1}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2}} = \frac{1}{\frac{1}{100 \cdot 0,2} + \frac{1}{80} \ln \frac{216}{200} + \frac{1}{20 \cdot 0,216}} = \\ = \frac{1}{0,05 + 0,00095 + 0,232} = 3,53;$$

$$q_0 = d_2 k \pi (t_n - t_\theta) = 3,53 \cdot 3,14 (300 - 25) = 3050 \text{ ккал/м час};$$

$$t_2 = t_\theta + \frac{q_0}{\pi a_2 d_2} = 25 + \frac{3050}{\pi \cdot 20 \cdot 0,216} = 25 + 232 = 257^\circ \text{ С.}$$



Фиг. 17-17. График теплообмена через цилиндрическую стенку к задаче 17-11.



Фиг. 17-18. График теплообмена через двухслойную цилиндрическую стенку к задаче 17-12.

Заметим, что подстановка выражения для $d_2 k$ в формулу q_0 дает в общем виде

$$q_0 = \frac{\pi (t_n - t_\theta)}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2}} \text{ ккал/м час.}$$

Это — тепловой поток, отнесенный к 1 пог. м трубы.

Тепловой поток, отнесенный к 1 м^2 наружной поверхности трубы, очевидно, будет равен:

$$q = \frac{q_0}{\pi d_2} = 4470 \text{ ккал/м}^2 \text{ час},$$

где πd_2 — величина наружной поверхности на длине трубы в 1 м.

В данной задаче

$$q = \frac{3050}{\pi \cdot 0,216} = 4470 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

Для плоской стенки мы нашли бы:

$$q = \frac{t_n - t_\theta}{\frac{1}{a_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{a_2}} = \frac{275}{0,01 + 0,002 + 0,05} = 4440 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

Разница в величине q , найденной двумя способами, составляет в данном случае меньше 1%.

Задача 17-12. На паропровод, рассмотренный в задаче 17-11 (фиг. 17-17), наложена изоляция толщиной в 120 мм; $\lambda_2 = 0,1 \text{ ккал/м град час}$; $a_2 = 8,5 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час}$. Найти q_0 , t_2 и t_3 .

Решение. По точной формуле (17-39) имеем для двухслойной стенки

$$d_3 k = \frac{1}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{a_3 d_3}},$$

и следовательно, тепловой поток, отнесенный к 1 пог. м трубы, равен:

$$q_0 = (d_3 k) \pi (t_n - t_s) = \frac{\pi (t_n - t_s)}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{a_3 d_3}} \text{ ккал/м час.}$$

Вычисления дают:

$$\begin{aligned} q_0 &= \frac{\pi (300 - 25)}{\frac{1}{100 \cdot 0,2} + \frac{1}{2,40} \ln \frac{216}{200} + \frac{1}{2 \cdot 0,1} \ln \frac{456}{216} + \frac{1}{8,5 \cdot 0,456}} = \\ &= \frac{\pi \cdot 275}{0,05 + 0,00075 + 3,74 + 0,257} = \frac{\pi \cdot 275}{4,04} = 214 \text{ ккал/м час.} \end{aligned}$$

Температуры:

$$t_3 = t_s + \frac{q_0}{\pi a_3 d_3} = 25 + \frac{214}{\pi 8,5 \cdot 0,456} = 25 + 17,5 = 42,5^\circ \text{ С;}$$

$$t_2 = t_3 + \frac{q_0}{2\pi \lambda_2 \ln \frac{d_3}{d_2}} = 42,5 + \frac{214}{\pi} \cdot 3,74 = 42,5 + 25,4 = 67,9^\circ \text{ С.}$$

Тепловой поток, отнесенный к 1 м² поверхности трубы среднего диаметра, равного $d = \frac{d_1 + d_3}{2} = \frac{200 + 456}{2} = 328 \text{ мм}$, будет равен:

$$q = \frac{q_0}{\pi d} = \frac{214}{\pi \cdot 0,328} = 208 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

Для плоской стенки мы нашли бы:

$$\begin{aligned} q &= \frac{t_n - t_s}{\frac{1}{a_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{a_2}} = \frac{275}{0,01 + 0,0002 + 1,2 + 0,117} = \\ &= \frac{275}{1,3272} = 207,5 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.} \end{aligned}$$

Задача 17-13. Паропровод перегретого пара имеет внутренний диаметр $d_1 = 300 \text{ мм}$, наружный $d_2 = 320 \text{ мм}$, изолирован асбестом толщиной 100 мм. Определить, как изменится тепловой поток, если наложить слой пробки толщиной 40 мм.

Принять $a_1 = 300 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час}$; $a_2 = 20 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час}$; $\lambda_{асб} = 0,12 \text{ ккал/м град час}$; $\lambda_{проб} = 0,08 \text{ ккал/м град час}$; $\lambda_{ст} = 40 \text{ ккал/м град час}$; температура пара $t_1 = 300^\circ \text{ С}$, температура воздуха $t_2 = 20^\circ \text{ С}$.

Решение. При пробковой изоляции количество тепла, переданного в час на 1 *пог. м*, будет:

$$\begin{aligned} q_0 &= \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{a_2 d_4}} = \\ &= \frac{\pi(300 - 20)}{\frac{1}{0,3 \cdot 300} + \frac{2,303}{2,40} \lg \frac{320}{300} + \frac{2,303}{2 \cdot 0,12} \lg \frac{520}{320} + \frac{2,303}{2 \cdot 0,08} \lg \frac{600}{520} + \frac{1}{0,6 \cdot 20}} = \\ &= \frac{\pi \cdot 280}{0,0111 + 0,000726 + 2,01 + 0,875 + 0,0834} = \frac{\pi \cdot 280}{2,9792} = 295 \text{ ккал/м час.} \end{aligned}$$

Без пробковой изоляции

$$q_0 = \frac{\pi \cdot 280}{0,0111 + 0,000726 + 2,01 + 0,0834} = \frac{\pi \cdot 280}{2,1042} = 417 \text{ ккал/м час.}$$

Таким образом, отсутствие пробковой изоляции увеличивает потерю тепла на 70%.

Задача 17-14. По паропроводу протекает перегретый пар с температурой 425° С, температура наружного воздуха 30° С; внутренний диаметр трубопровода $d_1 = 300 \text{ мм}$, наружный $d_2 = 320 \text{ мм}$. Паропровод изолирован асбестом толщиной 100 *мм*, сверх асбеста наложена пробка толщиной 40 *мм*.

Определить потерю тепла трубопроводом и температуры на границах поверхностях. Коэффициент теплоотдачи от перегретого пара к стенке трубы $a_1 = 500 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час}$. Коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности пробковой изоляции к воздуху $a_2 = 12 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час}$; теплопроводность стали $\lambda_{ст} = 50 \text{ ккал/м град час}$; теплопроводность асбеста $\lambda_{асб} = 0,18 \text{ ккал/м град час}$; теплопроводность пробки $\lambda_{пр} = 0,06 \text{ ккал/м град час}$.

Как изменятся тепловой поток и температуры на границах, если снять пробку и заменить ее по толщине асбестом?

Тепловой поток рассчитать на длину паропровода 200 *м*.

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

18-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Конвективный теплообмен имеет место в газах и жидкостях. Этот вид теплообмена состоит в том, что частицы жидкости или газа подходят к поверхности нагрева и отдают свое тепло. Интенсификация конвективного теплообмена дает возможность сократить время подхода частиц тела к поверхности нагрева. Если движение тел вызывается искусственно при помощи соответствующего перепада давления, то говорят о „вынужденной конвекции“. Если же движение возникает под влиянием внутренних причин, т. е. главным образом от теплового расширения и вызываемого им появления подъемной силы, тогда говорят о так называемой „свободной конвекции“.

Вместе с конвекцией передача тепла частично происходит и путем теплопроводности, но надо отметить, что количество

тепла, передаваемое при помощи теплопроводности, значительно меньше тепла, передаваемого конвекцией.

Примером может служить пробирка с водой, на дне которой помещен кусочек льда. Если нагревать воду в верхней части пробирки, то можно довести верхние слои воды до кипения, тогда как на дне будет находиться лед.

Причина заключается в том, что нагретая сверху вода благодаря меньшему удельному весу будет находиться вверху, не опускаясь вниз. Передача тепла в нижнюю часть может происходить только при помощи теплопроводности, но этого количества тепла недостаточно для быстрого таяния льда. Если нагревать воду снизу, причем лед может находиться вверху, то вода, поднимаясь вверх, быстро заставит растаять кусочек льда.

Наиболее часто встречающийся случай передачи тепла от одной жидкости к другой через стенку представляет процесс, распадающийся на три части:

- 1) на теплоотдачу от нагретой жидкости к поверхности стенки;
- 2) на чистую теплопроводность через стенку;
- 3) на теплоотдачу от противоположной стороны стенки к менее нагретой жидкости.

Так как стенка в тепловых аппаратах, как правило, бывает металлическая и обычно небольшой толщины, хорошо проводящая тепло, то основное термическое сопротивление создается теплоотдачей от жидкости к стенке и от стенки к другой жидкости. Основную роль в таком теплообмене будет играть конвекция. Частицы жидкости (газа), находящиеся в непосредственной близости к нагретой стенке, воспринимают тепло от частиц путем чистой теплопроводности. С другой стороны, каждая нагретая частица, находясь в движении, сама участвует в переносе тепла. На смену этой частице проникают новые, холодные, нагреваются, движутся обратно и, перемешиваясь с холодными, отдают им тепло путем теплопроводности. Это говорит о том, что явление теплоотдачи слагается из явлений конвекции и теплопроводности.

Одним из самых важных для теплотехники случаев является случай теплопередачи через стенку от одной жидкости другой при вынужденном движении по трубам. Это явление распадается на три процесса, как было выше указано: на теплоотдачу от более нагретой жидкости к поверхности стенки, на чистую теплопроводность через стенку (простую или сложную), рассмотренную ранее, и на теплоотдачу от противоположной стороны стенки к менее нагретой жидкости.

Коэффициент теплоотдачи от жидкости или газа к стенке принято обозначать через a_1 ; тот же коэффициент от стенки к жидкости или газу a_2 .

В формуле $q = a(t_1 - t_2)$ ккал/м² час температуры t_1 и t_2 предположены постоянными вдоль всей поверхности F , по которой потоки жидкостей взаимодействуют через стенку.

В теплообменных аппаратах такой случай иногда встречается, например, в испарителях, где с одной стороны поверхности нагрева, т. е. той стенки, через которую взаимодействуют потоки жидкостей, происходит конденсация пара, а с другой — кипение воды, — то и другое при почти неизменяющихся температурах. В паровом котле одна из температур — температура кипящей воды — остается постоянной, в то время как другая температура (газов) изменяется, уменьшаясь от входа газов до их выхода. В большинстве случаев изменяются температуры обоих потоков.

Охлаждение одной из жидкости и нагрев другой связаны друг с другом уравнением теплового баланса:

$$G_1 c_1 (t'_1 - t''_1) = G_2 c_2 (t''_2 - t'_2), \quad (18-1)$$

где G_1 и G_2 — соответственные веса жидкостей;
 c_1 и c_2 — теплоемкости.

Потерей в окружающую среду пренебрегаем.

18-2. ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ

Сложность явлений конвективного теплообмена, происходящего в процессе движения жидкости около стенок, затрудняет нахождение коэффициентов теплоотдачи чисто математическим путем, заставляя обратиться к опыту.

Обработка результатов опыта для нахождения общих законов теплообмена облегчается применением так называемой теории подобия. Эта теория позволяет (в применении к конвективному теплообмену) установить зависимость коэффициента теплоотдачи от некоторых безразмерных комплексов величин, называемых критериями подобия.

Рассмотрим общие основы теории подобия.

Уравнения для исследования какого-либо явления представляют результат рассмотрения процесса с точки зрения основных принципов физики.

Система уравнений, полученных таким образом, содержит определение только принципиальных, основных сторон явления. Поэтому эти уравнения не могут рассматриваться как определение конкретного единичного явления, а система уравнений представляет собой математическую модель механизма, общего целому классу явлений. В этой модели недостает условий, которые могли бы служить достаточными признаками для выбора совокупности значений, отвечающих некоторому определенному частному решению.

Дополнительными условиями, позволяющими выделить из всего множества явлений данного класса единичное конкретное явление, служат условия однозначности.

Условиями однозначности можно считать те особые обстоятельства, которые существенно влияют на ход процесса и вместе с тем устанавливаются независимо от его механизма.

Эти условия однозначности следующие:

1) Геометрические свойства системы. Так как основные уравнения не ограничивают размеров и формы процесса, то они могут быть применены и к газоходу котла и к земной атмосфере или океану. Условия однозначности должны достаточным образом определить геометрические признаки системы.

2) Существенные для данного процесса физические константы, входящие в основные уравнения, должны быть определены конкретно. Условия однозначности должны определить числовое значение физических констант.

3) Начальное состояние системы. Исследуемому явлению могли предшествовать явления другого рода. Предшествующий процесс является посторонним и независимым, однако решающим, как начало при рассмотрении основных дифференциальных уравнений.

4) Условия на границах системы. Последнее условие должно совпадать с одним из следующих требований:

а) должно быть осуществлено подобное распространение температуры на поверхности тела;

б) должно быть установлено такое распределение температур, чтобы поля температурного градиента, нормальные к поверхности, были между собой подобны;

в) должно быть установлено подобие в условиях теплообмена (тепловой баланс).

Из класса явлений, определяемых основными уравнениями, выделяется таким образом группа явлений, обладающих тем свойством, что для всех явлений, входящих в состав каждой отдельной группы, условия однозначности подобны между собой.

Подобие условий однозначности при тождественности основной системы уравнений есть достаточное основание для утверждения подобия явлений.

Подобие явлений может иметь различный характер. Например, оно может касаться геометрического подобия двух фигур. Так, в частном случае двух треугольников достаточным условием их подобия является пропорциональность трех сторон. В этом случае будут пропорциональны и все другие отрезки (высоты, радиусы вписанных и описанных окружностей и т. п.).

При рассмотрении движения двух жидкостей называют две системы кинематически подобными, если в двух соответственных точках все составляющие скорости жидкости в обеих системах пропорциональны.

Тепловое подобие двух систем выражается в том, что разности температур в соответственных точках обеих систем пропорциональны. Конвективный теплообмен связан с характером движения жидкости, поэтому основой для теплового подобия является кинематическое подобие систем.

Так как подобие должно распространяться на все точки систем, то подобными должны быть соотношения и для точек, лежащих на границах систем (внешняя поверхность твердого тела, твердая стенка в потоке жидкости), т. е. должны быть подобными и граничные условия.

18-3. ТЕОРЕМА НЬЮТОНА

Уже Ньютон дал пример пользования механическим подобием. Второй закон Ньютона, основное уравнение механики, читается так: сила равна массе, умноженной на ускорение:

$$f = m \cdot a.$$

Заменяя ускорение a через $\frac{dw}{d\tau}$, находим:

$$f = m \frac{dw}{d\tau}.$$

Положим, имеются две системы, о подобии которых должно быть сделано заключение. Для первой системы будем иметь:

$$f' = m' \frac{dw'}{d\tau'}; \quad (18-2)$$

для второй системы соответственно

$$f'' = m'' \frac{dw''}{d\tau''}. \quad (18-3)$$

Выбираем какую-либо точку, в которой имеют место величины:

$$f'_0, m'_0, w'_0, \tau'_0,$$

и примем эти величины за единицы измерения силы, массы и т. д. Точно так же за единицы измерения соответственных величин в модели выберем: f''_0, m''_0, w''_0 и τ''_0 .

Переведем уравнения (18-2) и (18-3) для f' и f'' в относительные координаты, разделив все величины первого из уравнений соответственно на f'_0, m'_0, w'_0 и τ'_0 .

Для того чтобы не нарушить равенства, одновременно умножим эти уравнения на те же величины. Получим:

$$f'_0 \left(\frac{f'}{f'_0} \right) = m'_0 \frac{m'}{m'_0} \frac{\frac{w'_0}{d\tau'}}{\tau'_0} \left(\frac{w''_0}{\tau''_0} \right).$$

Полагая $\frac{f'_0}{f_0} = F'$ и $\frac{m'}{m'_0} = M'$, имеем:

$$f'_0 F' = \frac{m'_0 w'_0}{\tau'_0} M' \frac{dw'}{d\tau'} . \quad (18-4)$$

Собирая все постоянные величины в левую часть уравнения, будем иметь:

$$\left(\frac{f'_0 \tau'_0}{m'_0 w'_0} \right) F = M \frac{dw}{d\tau} . \quad (18-5)$$

В последнем выражении (18-5) F' и M' соответственно заменены общими выражениями для относительных координат F и M , которые одинаковы у всех подобных систем.

Проделав то же с уравнением (18-3), получим:

$$\left(\frac{f''_0 \tau''_0}{m''_0 w''_0} \right) F = M \frac{dw}{d\tau} . \quad (18-6)$$

Так как явления подобны, то уравнения (18-5) и (18-6) должны давать одинаковые значения для входящих в них величин. Это условие требует, чтобы коэффициенты при F были равны.

Из условия подобия двух систем вытекает, как необходимое следствие, требование, чтобы

$$\frac{f'_0 \tau'_0}{m'_0 w'_0} = \frac{f''_0 \tau''_0}{m''_0 w''_0} . \quad (18-7)$$

Это уравнение означает, что при переходе от одной системы к другой механически подобной комплекс величин $\frac{f'_0 \tau'_0}{m'_0 w'_0}$, называемый множителем преобразования, сохраняет одно и то же численное значение. Он может быть назван инвариантом подобия.

Свойство подобных систем иметь инвариант было впервые найдено Ньютона и поэтому рассмотренному комплексу величин (критерию подобия)

$$\frac{f\tau}{mw} \quad (18-8)$$

присвоено обозначение *Ne* (Newton) согласно принятому правилу называть подобные инварианты первыми двумя буквами имен учёных, исследования которых имели наибольшее значение в данной области знаний.

Заменяя $w = \frac{l}{\tau}$, где l —некоторая линейная величина, а τ —время, откуда $\tau = \frac{l}{w}$, получим $\frac{f l}{m w^2} = Ne$. Это свойство отмечается так:

$$Ne = \text{idem} \text{ (одно и то же).}$$

Выведенное выражение есть критерий динамического подобия, как его принято называть в настоящее время.

18-4. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕМЫ НЬЮТОНА К СЛУЧАЮ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ (КАПЕЛЬНОЙ ИЛИ УПРУГОЙ)

Выделим в некотором месте потока жидкости небольшую площадку, перпендикулярную к градиенту давления, т. е. по направлению изменения давления (градиент давления во всем подобен градиенту температуры), и построим на ней куб (фиг. 18-1).

Пусть разность давлений на противоположные стороны куба будет $p_1 - p_2 = \Delta p$. Тогда результирующая действующих на куб сил давления будет: $f = (\delta l)^2 \Delta p$. Заключенная в кубе масса

$$m = (\delta l)^3 \rho,$$

где ρ —плотность жидкости в этом месте.

Подставляя полученные выражения для f и m в критерий Ne и приняв длину δl , получим:

$$Ne = \frac{\Delta p}{\rho w^2} = Eu. \quad (18-9)$$

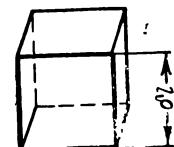
Это частное значение критерия Ne носит название критерия Эйлера и обозначается двумя первыми буквами его имени. В дальнейшем мы еще встретимся с этим критерием в связи с другими явлениями.

При рассмотрении явлений внутреннего трения в жидкости также можно воспользоваться критерием Ne для вывода другого очень важного критерия.

Все жидкости обладают внутренним трением. При движении жидкости (упругой или капельной) вдоль твердой стенки частицы, находящиеся в непосредственном соприкосновении со стенкой, прилипают к ней, и скорость их равна нулю.

Скорость близлежащих слоев, движущихся параллельно стенке, увеличивается по мере удаления от стенки.

Вследствие наличия относительной скорости в смежных слоях возникают силы трения, тормозящие движение потока. Силы трения являются одной из причин гидравлического сопротивления при движении жидкости.

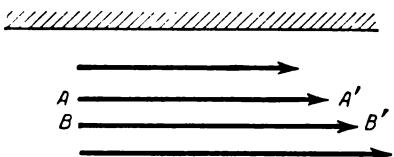


Фиг. 18-1. График к выводу критерия Эйлера.

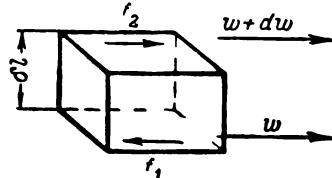
Закон, которому подчиняются силы внутреннего трения, дан Ньютона.

Будем рассматривать слой AA' (фиг. 18-2) внутри жидкости как весьма тонкую пленку, имеющую во всех точках одинаковую скорость w . Другой слой BB' находится от первого на расстоянии Δh , где Δh — нормаль к слоям, и движется со скоростью $w + \Delta w$.

В жидкости между ее слоями происходит процесс, подобный сдвигу (в учении о сопротивлении материалов).



Фиг. 18-2. Расположение слоев внутри жидкости при ее движении.



Фиг. 18-3. Объем вязкой жидкости в форме куба с действием сил f_1 и f_2 .

Величине абсолютного сдвига BN соответствует приращение скорости Δw . Величине относительного сдвига $\frac{BN}{AA'}$ соответствует относительное увеличение скорости $\beta = \frac{\Delta w}{\Delta h}$.

В теории сопротивления материалов по закону Гука (современник Ньютона) величина напряжения τ при сдвиге прямо пропорциональна величине относительного сдвига:

$$\tau = G\beta,$$

где G — модуль сдвига.

Аналогично в гидравлике можно сделать заключение, что при движении вязкой жидкости вдоль твердых стенок напряжение внутреннего трения между слоями прямо пропорционально относительному изменению скорости:

$$\tau = \eta \beta = \eta \frac{\Delta w}{\Delta h}, \quad (18-10)$$

где η — новый коэффициент пропорциональности (вместо модуля сдвига G). Этот коэффициент η характеризует вязкие свойства жидкости и называется коэффициентом абсолютной вязкости.

Если взять бесконечно близкие слои жидкости, то в пределе можно написать:

$$\tau = \eta \frac{dw}{dh}, \quad (18-11)$$

т. е. напряжение силы трения внутри потока жидкости прямо пропорционально первой производной от скорости по направлению, перпендикулярному к скорости (по нормали).

В системе CGS единица измерения вязкости **дина сек/см²** носит название „пуаз“. В технической системе применяется единица **кг сек/м²** = 98,1 **дина сек/см²**.

Пример. Если абсолютная вязкость какой-либо жидкости в системе CGS $\eta = 0,5$ дина сек/см², то в технической системе

$$\eta = \frac{0,5}{98,1} \text{ кг сек/м}^2.$$

Рассматривая элементарный объем вязкой жидкости в форме куба со сторонами δl , находим касательные силы f_1 и f_2 .

На нижней грани действует тормозящая сила $f_1 = \delta l^2 \tau = \delta l^2 \eta \frac{\Delta w}{\Delta h}$, а на верхней соответственно сила f_2 .

Результирующая сила будет $f_2 - f_1$.

Подставляя величины в критерий *Ne*, получим:

$$Ne = \frac{f l}{m w^2} = \frac{l^2 \eta w l}{l (l^3 \rho) w^2} = \frac{\eta}{l \rho w}. \quad (18-12)$$

Здесь вместо массы *m* подставлена равновеликая ей величина ($l^3 \rho$). Величина, обратная найденному критерию, обозначается через *Re*:

$$Re = \frac{d \rho w}{\eta}. \quad (18-13)$$

В этом критерии:

d — диаметр трубы, м;

ρ — плотность, равная $\frac{\gamma}{g}$ кг сек²/м⁴;

w — скорость, м/сек;

η — коэффициент вязкости, кг сек/м².

Подставляя значения размерности в критерий *Re*, получим:

$$Re = \frac{d \gamma w}{g \eta} \left[\frac{m \text{ кг сек}^2 \text{ мм}^2}{m^4 \text{ сек кг сек}} \right].$$

Произведя сокращение, лишний раз заметим, что критерии подобия — величины безразмерные.

| 18-5. ЛАМИНАРНОЕ И ТУРБУЛЕНТНОЕ ДВИЖЕНИЕ

Движение жидкости в трубах бывает двух родов. Если частицы жидкости движутся по параллельным между собой траекториям с одинаковыми или различными между собой скоростями, причем траектории частиц в общем параллельны ограничивающим дви-

жение жидкости поверхностям стенок, то движение такого рода называется ламинарным (струйчатым).

Во втором роде движения основное движение вдоль оси трубы сопровождается оживленным побочным движением в других направлениях, отклоняющимся от главного. В этом случае движение жидкости называется турбулентным (вихревым).

В турбулентном движении имеет место появление поперечного движения в жидкости. Вследствие этого происходит значительное увеличение теплоотдачи от стенки и к стенке.

При ламинарном течении не происходит поперечного движения частиц, конвективные токи отсутствуют и распространение тепла в потоке ограничивается только чистой теплопроводностью.

Величина коэффициента теплоотдачи пропорциональна степени турбулентности потока. Поэтому ламинарный поток невыгоден для теплопередачи. Наиболее выгодным будет направление потока, перпендикулярное к поверхности нагрева, что подтверждается рядом опытов. Но сопротивление движению турбулентного потока больше, чем ламинарного. Отсюда вытекает связь между потерей давления в результате турбулентного движения жидкости и теплоотдачей.

Из опытов вытекает, что режим движения жидкости определяется:

- 1) величиной средней скорости потока,
- 2) диаметром трубопровода,
- 3) плотностью жидкости,
- 4) абсолютной ее вязкостью,
- 5) степенью шероховатости стенок.

Для малых значений числа Re поток остается ламинарным, для больших делается турбулентным. Для круглых труб при

$$Re = \frac{\omega d \rho}{\eta} < 2300 \quad (18-14)$$

поток остается ламинарным. Значение этого числа, при котором происходит переход ламинарного режима в турбулентный, носит название критического, а скорость потока, соответствующая критическому значению Re , называется критической скоростью.

В число Re входит кроме средней скорости, диаметра трубы, плотности жидкости еще и абсолютная вязкость.

Иногда абсолютную вязкость в критерии Re заменяют кинематической вязкостью, представляющей отношение абсолютной вязкости к величине плотности жидкости или газа ρ .

Кинематическая вязкость обозначается через букву v :

$$v = \frac{\eta}{\rho}.$$

Очевидно, что

$$v = \frac{\eta g}{\gamma} \text{ м}^2/\text{сек.}$$

Величину кинематической вязкости находят опытным путем. Для этой цели служат приборы, называемые вискозиметрами.

Задача 18-1. Определить величину кинематической вязкости, если жидкость имеет вязкость 5°Э .

Решение.

$$\nu = 0,0731 \cdot 5 - \frac{0,0631}{5} = 0,3539 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек.}$$

Вязкость зависит от температуры, убывая с ее увеличением. Рассмотрим теперь критерий теплового подобия Nu .

По закону Ньютона тепловой поток в какой-либо точке стенки выражается формулой

$$q = a(t - t_{cm}),$$

где a — коэффициент теплоотдачи в этой точке. С другой стороны, тот же поток можно рассматривать в зависимости от температуры жидкости, где распределение тепла происходит путем теплопроводности по формуле Фурье

$$q = -\lambda \frac{dt}{d\delta},$$

где δ — расстояние от стенки и λ — коэффициент теплопроводности жидкости.

Так как количество тепла в обоих уравнениях одинаково, то

$$a(t - t_{cm}) = -\lambda \frac{dt}{d\delta}. \quad (18-15)$$

Если имеем две системы, подобные в тепловом отношении, то для первой системы уравнение (18-15) будет иметь вид

$$a_1(t_1 - t_{cm1}) = -\lambda_1 \frac{dt_1}{d\delta_1};$$

для второй системы

$$a_2(t_2 - t_{cm2}) = -\lambda_2 \frac{dt_2}{d\delta_2}.$$

Для систем, подобных в тепловом отношении, все разности температур должны быть пропорциональны, т. е.

$$\frac{t_2 - t_{cm2}}{t_1 - t_{cm1}} = \frac{dt_2}{dt_1} = k_t.$$

Кроме того,

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1} = k_l \quad \text{и} \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = k_\lambda.$$

Отношение коэффициентов теплоотдачи также может быть представлено в виде

$$\frac{a_2}{a_1} = k_a.$$

Подставляя полученные выражения для множителей преобразования в уравнение (18-15), будем иметь:

$$k_a k_t a_1 (t_1 - t_{cm1}) = \frac{k_\lambda k_t}{k_a} \lambda_1 \frac{dt_1}{d\delta_1}.$$

Согласно сказанному ранее это уравнение должно быть тождеством и, следовательно, коэффициенты в левой и правой его частях должны быть равны, т. е.

$$k_a k_t = \frac{k_\lambda k_t}{k_d},$$

откуда

$$\frac{k_a k_t}{k_\lambda} = 1. \quad (18-16)$$

Если системы подобны, то отношения k_a , k_t , k_λ постоянны в рассматриваемой области течения. Следовательно, выражение (18-16) является условием подобия двух систем в тепловом отношении. Подставляя в выражение (18-16) значение соответственных множителей преобразования, получим:

$$\frac{\frac{a_2}{a_1} \frac{d}{d_1}}{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} = 1; \frac{a_2 d_2}{\lambda_2} = \frac{a_1 d_1}{\lambda_1}.$$

Для соответственных точек, подобных в тепловом отношении систем, комплекс величин $\frac{ad}{\lambda}$, обозначаемый критерием Nu , имеет одно и то же значение:

$$\frac{a^l}{\lambda} = Nu. \quad (18-17)$$

Это — „неопределяющий“ критерий теплового подобия.

Рассмотрим с общей точки зрения вопрос о том, какие признаки подобия следует признать необходимыми и достаточными для утверждения подобия систем и какие признаки могут быть определены как возникающие вследствие существования подобия. Первые признаки называются определяющими критериями.

При исследовании теплообмена в вынужденном потоке жидкости условия гидродинамического подобия требуют выполнения инвариантности критерия подобия Re . Пограничные условия, как мы видели в предыдущем параграфе, потребовали инвариантности критерия Nu .

Из условия распространения тепла в случае установившегося состояния можно было бы методом, подобным изложенному в предыдущем параграфе, найти инвариант

$$\frac{wd}{a} = Pe, \quad (18-18)$$

где $a = \frac{\lambda}{c_p \gamma}$ — коэффициент температуропроводности.

Это выражение есть критерий подобия для распространения тепла в жидкости, протекающей по каналу (трубе) при уставившемся движении. Это значит, что явления, принадлежащие к рассматриваемому классу, могут быть подобны между собою только при условии, что определенные линейные размеры d , коэффициент температуропроводности a и скорости в соответственных точках w находятся в отношениях, закономерность которых дана критерием Pe .

Необходимо упомянуть еще критерий Pr , связанный с критериями Pe и Re равенством

$$Pr = \frac{Pe}{Re}. \quad (18-19)$$

Итак, резюмируем все вышесказанное в части определяющих критериев. Условием кинематического подобия двух систем течения жидкости является наличие геометрического подобия линейных размеров. Другим условием подобия является подобие скоростей на всех границах рассматриваемой области. Необходимым условием кинематического подобия является инвариантность критерия Re .

Все перечисленные условия являются необходимыми и достаточными для теплового подобия.

В отношении критериев, являющихся следствием существующего подобия, можно отметить, что так как системы динамически подобны, то и критерий Эйлера Ei будет для соответствующих точек систем одним и тем же.

18-6. ПРАКТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООТДАЧИ

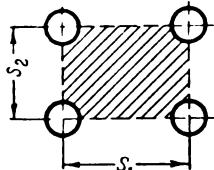
Зависимость коэффициента теплоотдачи от многочисленных параметров выражается большей частью показательными функциями. Непосредственное пользование соответственными формулами в технических расчетах обычно оказывается затруднительным. Целесообразнее использование номограмм, составленных на основании данных исследователей и служащих для практического определения коэффициентов теплоотдачи, встречающихся в практике тепловых расчетов.

Подобные номограммы были даны Центральным котлотурбинным институтом ЦКТИ („Нормы теплового расчета котла“, 1945).

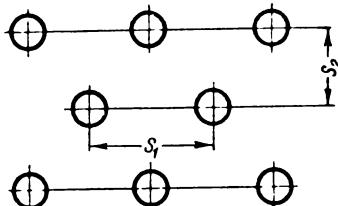
Практика технических расчетов теплоотдачи конвекцией нуждается в значительном числе различных номограмм соответственно различным условиям теплообмена.

Рассмотрим несколько примеров применения наиболее употребительных номограмм в технике теплового расчета парового котла.

Трубчатые поверхности нагрева котла могут омываться продольным (внутри или снаружи труб) или поперечным потоком газов. При поперечном потоке самое расположение труб в пучке может быть по отношению к потоку или шахматным (фиг. 18-5)



Фиг. 18-4. Коридорное расположение труб.



Фиг. 18-5. Шахматное расположение труб.

или коридорным (фиг. 18-4). Рассмотрим способы определения коэффициента теплоотдачи для этих употребительных в практике случаев.

1. Теплоотдача конвекцией при продольном потоке газов, текущих внутри труб.

Пользуясь соответствующими критериями подобия для заданного случая, составляют на основании расчетов номограмму (номограмма II по нормам ЦКТИ 1945 г.), представленную на фиг. 18-6.*

Правая часть номограммы дает зависимость между средней температурой потока газов $t^{\circ}\text{C}$ и скоростью газов w .

Указывающая пунктируемая линия, начинающаяся на заданной средней температуре газов, идет вверх до пересечения с соответственной кривой скорости газов и далее направляется горизонтально в левую часть номограммы, где нанесены внутренние диаметры труб (до 150 мм). Для случая охлаждения газов пунктируемая линия идет от заданной точки вниз и указывает коэффициент теплоотдачи конвекцией при продольном омывании труб газами, идущими внутри них.

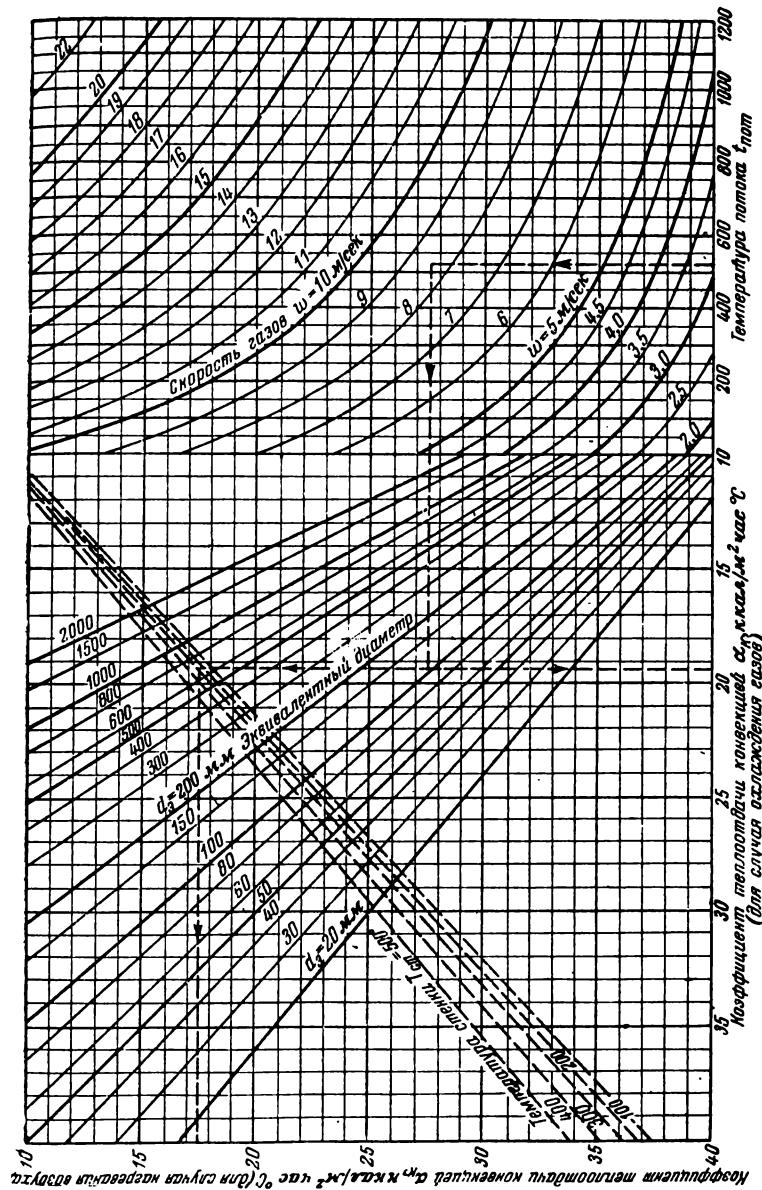
Задача 18-2. Задана средняя температура газового потока 525°C , скорость газов $8,5 \text{ м/сек}$, внутренний диаметр трубы 100 мм , $a_k = 20,7 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$.

Провести поверочное определение коэффициента теплоотдачи конвекцией по методу ВТИ, изложенному в книге Т. Х. Маргуловой „Тепловой расчет котлоагрегата“ (1949).

Решение. Принимая удельный вес при 0°C дымовых газов среднего состава γ_0 равным 1,35, находим γ при 525°C :

$$\gamma = \frac{1,35 \cdot 273}{525 + 273} = 0,462 \text{ кг}/\text{м}^3.$$

* Вышли новые нормы ВТИ изд. 1952 г.



Фиг. 18-6. Коэффициент теплоотдачи конвекции a_k , ккал/м² час (для случая охлаждения газов). Номограмма для расчета коэффициента теплоотдачи конвекции a_k при продольном омывании труб газами или воздухом по температуре потока $t_{пот}$, скорости его движения и эквивалентному диаметру трубы.

Тогда весовая скорость газов $w\gamma = 8,5 \cdot 0,462 = 3,98 \text{ кг}/\text{м}^2 \text{ сек.}$

Коэффициент теплоотдачи a_c может быть вычислен по следующей формуле:

$$a_c = A_z \frac{(w\gamma d)^{0,8}}{d},$$

где $w\gamma d = 3,93 \cdot 0,1 = 0,393$.

Коэффициент A_z может быть определен из следующей таблицы:

$t, ^\circ\text{C}$	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1 000	1 100	1 200
A_z	3,23	3,56	3,85	4,16	4,44	4,69	4,90	5,11	5,28	5,45	5,62	5,79	5,92

Значение A_z можно определить и при помощи графика (фиг. 18-7).

Значение выражения $(w\gamma d)^{0,8}$ также может быть определено по графикам (фиг. 18-8).

Пользуясь графиками, находим:

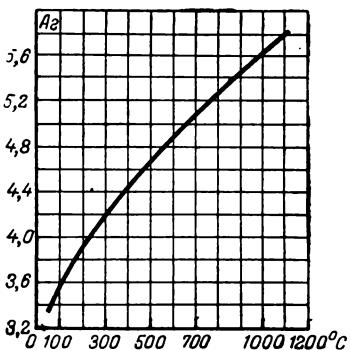
$$(w\gamma d)^{0,8} = 0,43 \text{ и } A_z = 4,74;$$

тогда

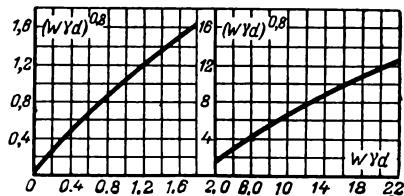
$$a_c = 4,74 \frac{0,43}{0,1} = 20,3 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час.}$$

2. Рассмотрим теперь случай, когда при тех же прочих условиях газы протекают между трубами (вне их) так, что не может быть применено значение внутреннего диаметра трубы. Газы текут по другому сечению (заштрихованному на фиг. 18-4).

В этом случае на той же номограмме (фиг. 18-6) следует взять значение эквивалентного (гидравлического) диаметра, кото-

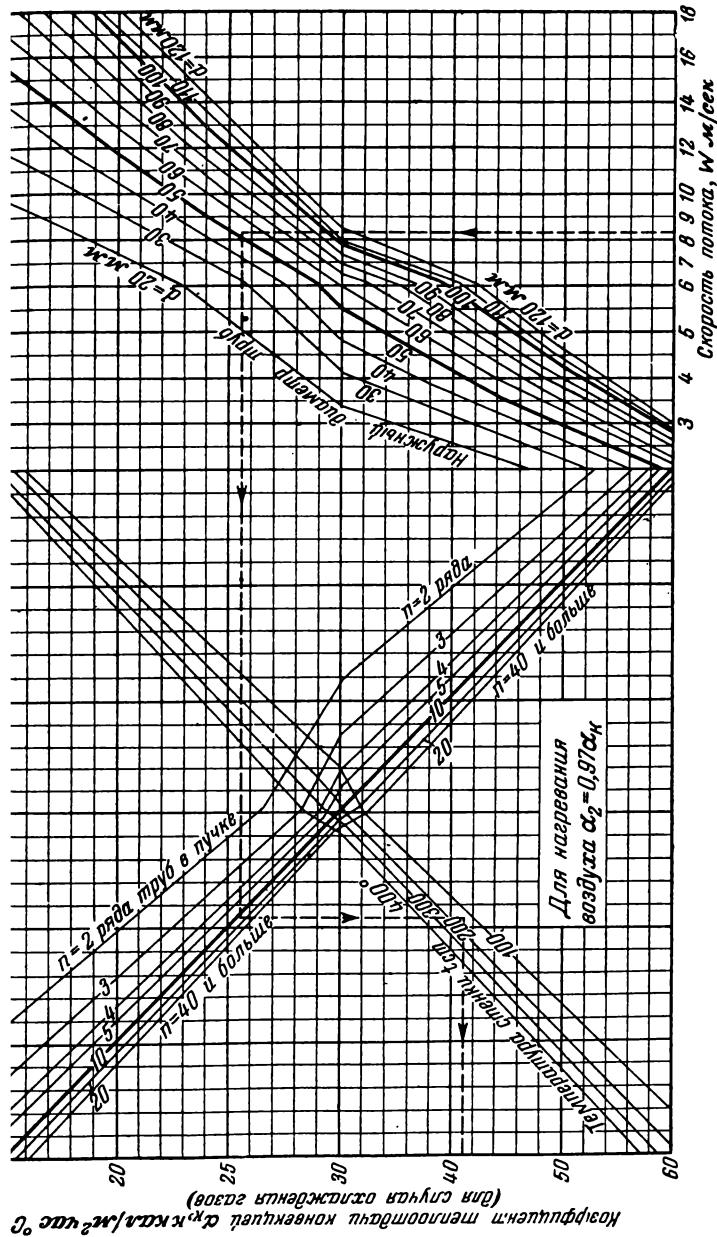


Фиг. 18-7. Зависимость параметра $A_z = 0,0263 \frac{\lambda_z}{\eta^{0,8}} P_z^{0,35}$ от температуры газов (по ВТИ).

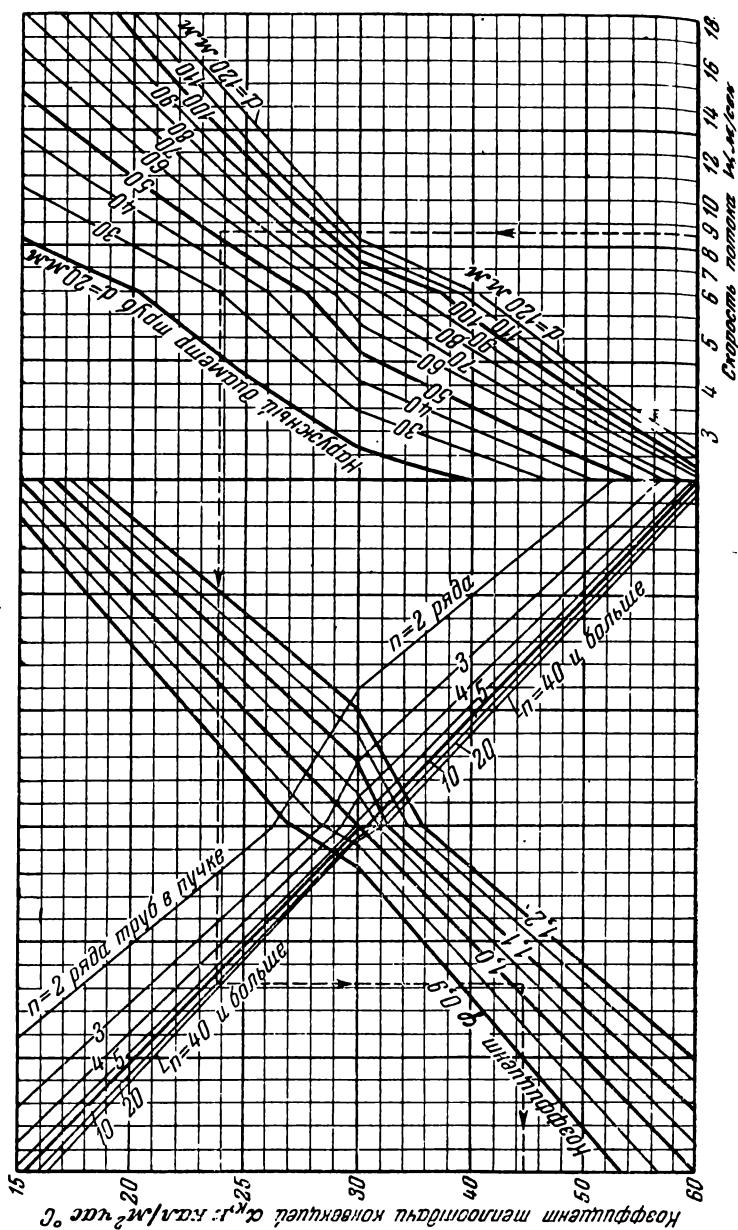


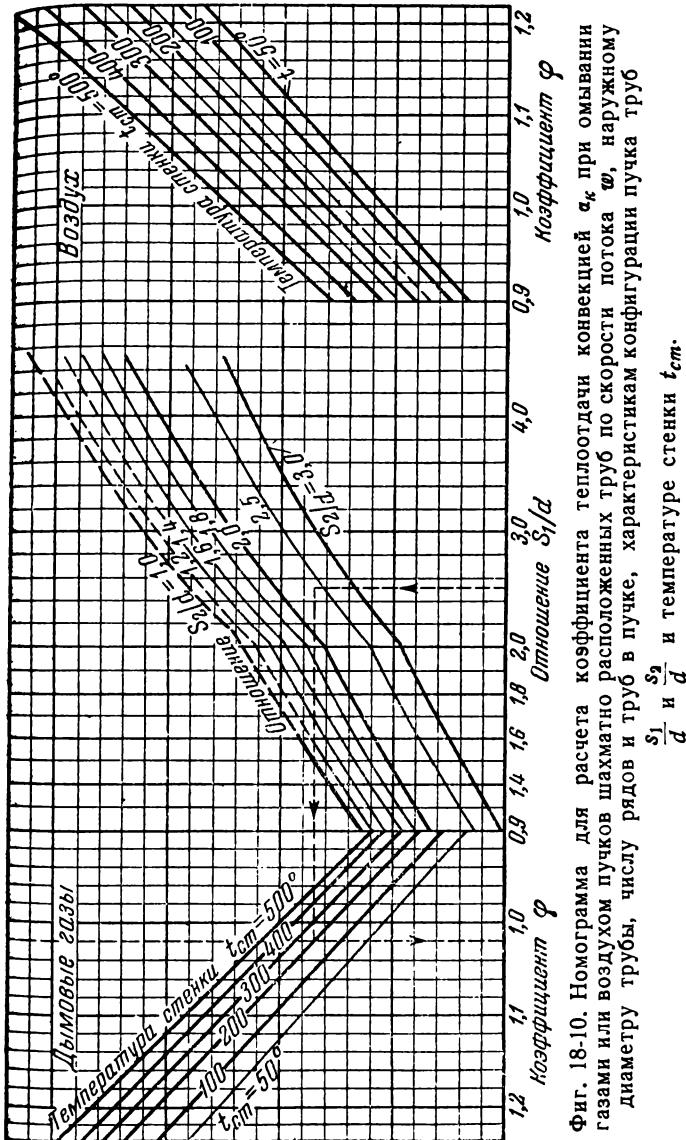
Фиг. 18-8. Вспомогательный график для определения $(w\gamma d)^{0,8}$ по значению $w\gamma d$.

рый для труб любой формы равен $d_{экв} = \frac{4F}{U}$, где F — площадь поперечного сечения, по которому текут газы (заштрихованная на фиг. 18-4), и U — периметр поперечного сечения (смоченный периметр).



Фиг. 18-9. Номограмма для расчета коэффициента теплоотдачи конвекции q_k при поперечном омыании газами пучков коридорно расположенных труб по скорости потока w , наружному диаметру труб d , числу рядов труб в пучке n и температуре стены $t_{ст}$. Скорость потока w м/сек.





Фиг. 18-10. Номограмма для расчета коэффициента теплоотдачи конвекции a_k при омывании газами или воздухом пучков шахматно расположенных труб по скорости потока φ , наружному диаметру трубы, числу рядов и труб в пучке, характеристикам конфигурации пучка труб $\frac{s_1}{d}$ и $\frac{s_2}{d}$ и температуре стенки t_{cm} .

В случае, изображенном на фиг. 18-4, эквивалентный диаметр равен:

$$d_{\text{экв}} = \frac{4F}{U} = \frac{4s_1 s_2 - \pi d^2}{\pi d} = \frac{4s_1 s_2}{\pi d} - d.$$

Задача 18-3. Задание то же, что в задаче 18-2, но газы текут между трубами.

Внешний диаметр трубы $100 + 6 \text{ мм} = 106 \text{ мм}$ (3 мм — толщина стенки). Расстояние между центрами труб обозначается через s_1 и в другом направлении s_2 :

$$s_1 = 264 \text{ мм}; s_2 = 254 \text{ мм.}$$

Решение.

$$d_{\text{экв}} = \frac{4 \cdot 264 \cdot 254}{\pi \cdot 106} - 106 = 699 \text{ мм.}$$

По номограмме II норм ЦКТИ (фиг. 18-6) в этом случае $\alpha_k = 12,3 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$, т. е. меньше, чем в случае протекания газов внутри труб при прочих равных условиях.

3. Трубчатая поверхность состоит из пучка труб, расположенных параллельными рядами (коридорное расположение, фиг. 18-4), поток газов направлен поперек труб. В этом случае шаг s_1 есть расстояние центров труб поперек газового потока и s_2 — то же в направлении потока.

Составленная на основании теории подобия номограмма (IV по нормам ЦКТИ 1945 г., фиг. 18-9) представляет в правой части зависимость между средней скоростью потока в самом узком месте (между трубами) $w \text{ м/сек}$, с которой и начинается отсчет по номограмме, и наружным диаметром труб $d \text{ мм}$. Далее указывающая линия переходит в левую часть номограммы, где имеется двойная зависимость от числа рядов труб по течению потока n и температуры стенки трубы t_{cm} .

Задача 18-4. Задана скорость газов $w = 8,3 \text{ м/сек}$, наружный диаметр труб $d = 52 \text{ мм}$, число рядов $n = 10$ и температура стенки $t_{cm} = 150^\circ\text{C}$.

Решение. Коэффициент теплоотдачи конвекцией по номограмме фиг. 18-9 при поперечном движении газов и коридорном расположении труб $\alpha_k = 40,5 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$.

4. Трубчатая поверхность состоит из труб с шахматным расположением (фиг. 18-5). Поток газов омывает пучок перпендикулярно к трубам.

В этом случае имеет большое значение величина шага, т. е. расстояние между центрами труб, как в направлении, перпендикулярном к потоку s_1 , так и в направлении потока s_2 .

Показателем, которым при этом пользуются, является отношение s/d , т. е. отношение шага к диаметру.

Соответственная номограмма (V по нормам ЦКТИ) представлена на фиг. 18-10 и состоит из трех частей. Внизу дается определение коэффициента φ в зависимости от конфигурации шахматного пучка $\left(\frac{s_1}{d} \text{ и } \frac{s_2}{d}\right)$.

Указательная пунктирная линия идет от заданного $\frac{s_1}{d}$ вверх до пересечения с линией $\frac{s_2}{d}$. Далее идем горизонтально налево к линии температуры стенки и затем вниз к коэффициенту φ . Часть номограммы внизу направо предназначена для расчета нагрева воздуха, который мы здесь не рассматриваем.

Верхняя часть номограммы дает начало указывающей линии справа по заданной скорости потока, далее переходит к наружному диаметру труб, числу рядов n и к коэффициенту φ (найденному ранее).

От коэффициента φ переходим горизонтально к шкале a_k .

Задача 18-5. Заданы: $\frac{s_1}{d} = 2,5$; $\frac{s_2}{d} = 2,4$; температура стенки $t_{cm} = 200^\circ C$; φ находим: 1,02. Скорость потока $w = 8,5 \text{ м/сек}$, наружный диаметр труб $d = 64 \text{ мм}$, $n = 20$.

Решение. Коэффициент теплоотдачи при омывании газами пучка с шахматным расположением труб при поперечном потоке газов по номограмме фиг. 18-10 $a_k = 45 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град чс}$.

18-7. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СВОБОДНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ

Если в помещении, в котором среда (например, воздух) находится в спокойном состоянии и во всем объеме имеет одинаковую температуру, то ни теплообмена, ни движения воздуха практически не возникает. Если теперь внести в пространство нагретое тело (например нагревательную батарею), то от соприкосновения с нагретым телом воздух, нагреваясь, становится легче и тем самым устанавливается поток воздуха снизу вверх, причем снизу начинает проникать к месту нагрева холодный воздух из окружающего пространства. Таким образом, устанавливается циркуляция воздуха, ведущая к нагреву всего помещения.

При свободном движении жидкости или газа около поверхности нагретого тела может установиться ламинарный или вихревой режим потока. Например, движение вдоль нагретой вертикальной стенки в части, ближайшей к стенке, ламинарное, дальше от стенки — вихревое. При малом температурном напоре (разности температур) преобладает ламинарное движение, при большом — вихревое.

Однако вблизи поверхности нагретого тела ламинарный режим сохраняется и при больших перепадах температуры.

Описанная картина свободного движения жидкости вдоль нагретого тела типична не только для плоской стенки, но и для вертикальных, наклонных и горизонтальных труб, а также и для других тел.

Указанный теплообмен часто встречается в практической жизни: при нагреве помещений от печей и отопительных приборов, при нагреве воды (циркуляция воды в сосуде), при охлаждении трубопроводов, в обмуровке котлов и подобных случаях.

Значительные исследования явления теплоотдачи в свободном движении были проделаны в СССР (работы академика М. В. Кирпичева).

18-8. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ АГРЕГАТНОГО СОСТОЯНИЯ ЖИДКОСТИ (КИПЕНИЕ, КОНДЕНСАЦИЯ)

Важные для теплотехники случаи теплопередачи при изменении агрегатного состояния происходят: 1) при кипении жидкости и 2) при конденсации паров.

Рассмотрим первый случай.

Процесс теплоотдачи при кипении характеризуется температурой процесса — температурой насыщения t_s , связанной, как известно, с давлением, под которым находится жидкость. В течение процесса кипения при неизменном давлении температура процесса не меняется. В действительности опыт показывает, что кипящая жидкость несколько перегрета по сравнению с температурой насыщения (в слое 2—5 мм у нагреваемой поверхности).

Наблюдение процесса кипения показывает, что пузырьки пара возникают только на обогреваемой поверхности в отдельных точках этой поверхности, называемых центрами парообразования. Эти выступающие точки являются следствием шероховатости, приставших частиц и т. п.

Число действующих центров парообразования увеличивается вместе со степенью нагрева жидкости, когда процесс кипения становится более интенсивным.

Эта зависимость в основном обусловливается явлением поверхностного натяжения, возникающим на границе раздела между жидкостью и паром.

Поверхностным натяжением, как известно, называется сила, направленная по касательной к поверхности, под действием которой свободная поверхность жидкости стремится сократиться. За единицу поверхностного натяжения принимают силу, приходящуюся на единицу длины произвольной линии раздела на поверхности жидкости. С увеличением температуры поверхностное натяжение жидкости убывает и при критической температуре оно становится равным нулю. Вследствие поверхностного натяжения давление внутри пузырьков образующегося пара выше давления окружающей его жидкости.

Математический анализ явления показывает, что заданная разность температур кипения жидкости и насыщения вполне определяет минимальные размеры парового пузырька.

Зародившись, пузырьки быстро растут и, достигая определенных размеров, отрываются от поверхности и поднимаются вверх со средней скоростью 0,25 м/сек при атмосферном давлении.

В области малых температурных напоров значения коэффициентов теплоотдачи невелики, при увеличении напора вследствие роста и движения пузырьков теплопередача быстро возрастает. Такой режим называется пузырчатым.

При дальнейшем повышении температурного напора коэффициент теплоотдачи резко падает, при этом растущие пузырьки пара сливаются между собой и образуют паровую пленку, отделяющую жидкость от нагреваемой стенки. Такой режим называется пленочным.

Значение температурного напора в момент перехода пузырчатого режима в пленочный называется критическим. Для различных жидкостей эти значения различны. Например, при кипении воды в условиях естественной конвекции и при атмосферном давлении $\Delta t_{kp} = 23 \div 27^\circ\text{C}$ и $a_{kp} = 40\,000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$.

Установление факта существования критического температурного напора имеет большое практическое значение для выбора температурного режима работы кипятильных или выпарных аппаратов.

Увеличение давления кипящей жидкости сначала увеличивает коэффициент теплоотдачи, далее уменьшает его.

Выше были рассмотрены условия протекания процесса теплоотдачи при кипении при естественной конвекции кипящей жидкости.

При протекании явления в ограниченном пространстве, например в трубах, описанные условия остаются в силе, но появляются и новые.

Наибольшее значение имеет паросодержание кипящей жидкости в трубе. Исследования русских ученых показали, что для разных паросодержаний движение пароводяной смеси получает различный характер,—то в виде однородной эмульсии, то в виде двух самостоятельных потоков: воды—по периферии стенок и пара—внутри. В других случаях получается раздельное движение жидкости и пара—жидкость в одной части трубы, пар в другой.

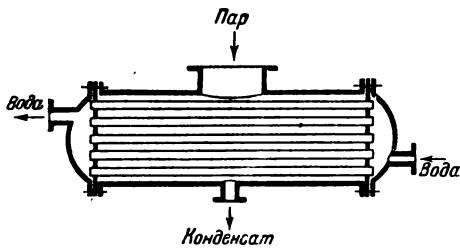
Рассмотрим теперь второй случай теплоотдачи при изменении агрегатного состояния—теплоотдачу при конденсации паров.

Этот процесс имеет также широкое применение в практике. Когда пар соприкасается со стенкой, температура которой

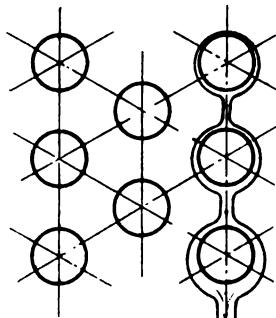
ниже температуры насыщения, то пар конденсируется и конденсат оседает на стенке. При этом он может оседать в виде сплошной пленки (пленочная конденсация) или в виде отдельных капель (капельная конденсация).

Если жидкость смачивает стенку (например, вода и металлическая стенка), то конденсация чистого пара пленочная. В большинстве практических случаев и при значительных скоростях пара ($w > 10 \text{ м/сек}$) имеют дело с пленочной конденсацией, которую и рассмотрим.

Тепло, выделяющееся при конденсации пара, должно пройти к стенке через пленку конденсата. Если движение жидкой



Фиг. 18-11. Конденсатор.



Фиг. 18-12. Расположение труб в конденсаторе.

пленки ламинарное, то переход тепла осуществляется исключительно путем теплопроводности. Таким образом, решающим фактором в данном случае является толщина пленки конденсата. Следует отметить, что в теорию теплоотдачи через пленку значительный вклад внесли русские ученые.

Содержание неконденсирующихся газов в паре резко снижает теплоотдачу.

В действительных аппаратах-конденсаторах, где происходит явление теплоотдачи при конденсации пара (например, в конденсаторах паровых турбин), необходимы меры максимального устранения пленки конденсата как плохого проводника тепла.

Конденсатор представляет собой теплообменный поверхностный аппарат, работающий по схеме фиг. 18-11. Внутри труб проходит охлаждающая вода. В многорядных пучках труб конденсат с верхних рядов стекает на нижние. Здесь пленка достигает значительной толщины и теплоотдача этих труб уменьшается. При ином расположении труб можно добиться лучших результатов.

На фиг. 18-12 представлено обычное расположение трубок в конденсаторе (в поперечном разрезе), при котором конденсат с верхних трубок стекает на нижние, утолщая тем пленку.

Но возможно такое расположение трубок, при котором трубы размещены так, что конденсат, стекая, минимально закрывает поверхность трубок.

18-9. ПРИМЕР ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА КОНДЕНСАТОРА

Для практического приложения теории теплоотдачи при конденсации приведем пример теплового расчета весьма употребительного в технике тепловых электрических станций аппарата—поверхностного конденсатора, задачей которого является конденсация пара, выходящего из паровой турбины путем подвода охлаждающей воды.

Охлаждающая вода идет по латунным тонкостенным трубам (фиг. 18-11), а пар—в пространстве между ними. Расчет заключается в определении охлаждающей поверхности трубок конденсатора по формуле

$$Q = kF\Delta t, \quad (18-20)$$

где Q —количество тепла, отнимаемого от пара, поступающего в конденсатор, *ккал/час*;

F —поверхность охлаждения, *м²*;

Δt —средняя разность температур между паром и водой, *град*.

Коэффициент тепlop передачи в случае пренебрежения термическим сопротивлением латунной стенки (теплопроводность которой велика и стенка тонкая) и загрязнением поверхности различными осадками равен

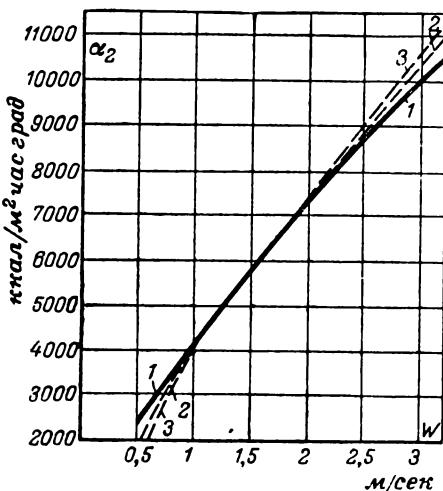
$$k = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}} = \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2}, \quad (18-21)$$

где a_1 —коэффициент теплоотдачи от пара к стенке и a_2 —то же от стенки к воде.

Расчет проведем с некоторыми упрощениями (приравнивание температуры пара к температуре насыщения и некоторые другие), так как полный технический расчет конденсатора сложен и детали его не относятся к нашей теме. Главным вопросом, занимающим нас, является определение коэффициентов теплоотдачи. Практическое определение коэффициентов a_1 и a_2 , проводилось многими исследователями. Некоторые из этих данных достаточно совпадают друг с другом. Так, коэффициент теплоотдачи от стенки к воде a_2 может быть представлен кривой на фиг. 18-13 при турбулентном потоке воды в трубках конденсатора, что справедливо для конденсатора, ибо скорость воды оказывается всегда выше критической ($Re > 2320$; кривая фиг. 18-13 относится к технически чистым трубам при их ходовом диаметре $25 \div 16 \text{ м.м.}$). На фиг. 18-13 при скоростях воды выше 2 м/сек наблюдается небольшое расхождение (кривые 1, 2, 3) между данными наиболее известных исследователей, которые, однако, хорошо совпадают в области более низких скоростей воды.

Несколько сложнее обстоит дело с коэффициентом теплоотдачи от конденсирующегося пара к стенке a_1 . Его значение

различными исследованиями установлено в пределах от 4 000 до 15 000 $\text{kкал}/\text{м}^2 \text{град час}$. Это объясняется различием в условиях работы конденсаторных трубок, по-разному покрытых пленкой конденсата. Некоторые заводы рекомендуют брать коэффициент α_1 для конденсатора равным около $6600 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час град}$.



Фиг. 18-13. Коэффициент теплоотдачи от стенки к воде.

ваться соотственными графиками, относящимися к теплопередаче в конденсаторах от пара к воде.

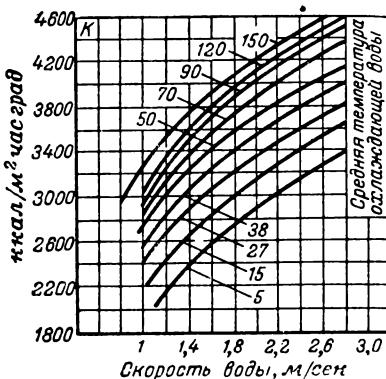
На фиг. 18-14 дан график зависимости величины коэффициента теплопередачи $k = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}$ от скорости охлаждающей воды в трубах и от ее средней температуры.

На основании данных для α_2 по графику фиг. 18-13 при принятых скоростях воды около 2 до 2,5 м/сек и принимая $\alpha_1 = 6600$, будем иметь ожидаемый коэффициент

$$k = \frac{7750 \cdot 6600}{14350} = 3550 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час},$$

что достаточно хорошо совпадает с данными графика фиг. 18-14, если принять среднюю температуру охлаждающей воды около 20°C .

Конденсатор рассчитывается по следующему примерному заданию: количество конденсируемого пара пусть будет $D=63000 \text{ кг/час}$, давление в конденсаторе 0,04 ата (вакуум 96%), температура пара при входе в конденсатор (принимая ее как температуру насыщения пара при указанном выше давлении) $t_k = 28,6^\circ\text{C}$. Энталпия пара, входящего в конденсатор, $i_k = 550 \text{ ккал}/\text{кг}$. Температура воды, входящей в трубы, $t_0 = 15^\circ\text{C}$.



Фиг. 18-14. Коэффициент теплоизменения k от пара к воде в конденсаторах.

В зависимости от количества воды и чистоты поверхности охлаждения конденсатора установится температура воды, выходящей из конденсаторных трубок. Очевидно, что она будет ниже температуры конденсата. По опытным данным можно принять $t_k - t_a = 5^\circ\text{C}$, и, следовательно,

$$t_a = t_k - 5^\circ\text{C} = 28,6 - 5 = 23,6^\circ\text{C}.$$

Средняя температура воды в трубках

$$t_{cp} = \frac{15 + 23,6}{2} \approx 19,3^\circ\text{C},$$

что достаточно хорошо совпадает со сделанным нами выше предположением ($t_{cp} = 20^\circ\text{C}$) при предварительном определении k .

Количество охлаждающей воды W может быть найдено из уравнения теплового баланса конденсатора

$$D(i_k - ct_k) = W(t_a - t_0) \text{ с ккал/час,} \quad (18-22)$$

т. е. из условия, что тепло, отданное паром, равно теплу, полученному охлаждающей водой ($c = 1 \text{ ккал/кг град}$ — теплоемкость воды). Внешние потери опущены, так как они для конденсатора ничтожны

$$63\,000 (550 - 28,6) = W (23,6 - 15);$$

$$W = \frac{63\,000 \cdot 521,4}{8,6} = 3\,820\,000 \text{ кг/час.}$$

Средняя разность температур пара и воды

$$\Delta t = t_k - t_{cp} = 28,6 - 19,3 = 9,3^\circ\text{C}.$$

По формуле (18-20)

$$Q = kF\Delta t$$

имеем:

$$F = \frac{Q}{k\Delta t} = \frac{(i_k - ct_k) D}{k\Delta t}.$$

Установливая окончательно $k = 3\,550$ (см. график фиг. 18-14) находим:

$$F = \frac{521,4 \cdot 63\,000}{3\,550 \cdot 9,3} \approx 1\,000 \text{ м}^2.$$

Проверим, будет ли в трубках конденсатора при внутренних диаметрах не выше 25 мм и скорости воды около 2 м/сек турбулентный режим движения воды. Определим для этой цели критерий

$$Re = \frac{wd}{v},$$

Полагаем $w = 2 \text{ м/сек}$, $d = 0,025 \text{ м}$.

При температурах воды до 50°C ее плотность ρ мало отличается от единицы, и потому при обычных подсчетах можно принимать численно $\eta = \nu$. При температуре $t = 20^\circ\text{C}$

$$\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{сек} = 0,01 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек};$$

$$Re = \frac{2 \cdot 0,025}{0,01 \cdot 10^{-4}} = 0,05 \cdot 10^6 = 50\,000.$$

Развитое турбулентное движение устанавливается практически при $Re > 10^4$; таким образом, в данном случае имеется налицо заведомо турбулентное движение.

Задача 18-6. Воздух движется по трубопроводу со скоростью 8 м/сек . Температура воздуха 27°C , давление 1 атм , диаметр трубопровода 500 мм . Определить Re ; Pe ; Pr и сделать проверку полученных результатов.

Решение. Удельный вес $\gamma = \frac{10\,000}{29,27 \cdot 300} = 1,13 \text{ кг/м}^3$.

$$1) Re = \frac{wd\gamma}{\eta g} = \frac{8 \cdot 0,5 \cdot 1,13 \cdot 10^6}{1,74 \cdot 9,81} = 264\,331;$$

$$2) Pe = \frac{wdc_p\gamma}{\lambda} = \frac{3\,600 \cdot 0,5 \cdot 8 \cdot 0,24 \cdot 1,13}{0,0207} = 188\,660;$$

$$3) Pr = \frac{3\,600 c_p \eta g}{\lambda} = \frac{3\,600 \cdot 0,24 \cdot 1,74 \cdot 9,81}{10^6 \cdot 0,0207} = 0,71.$$

Проверка: $Pe = \frac{188\,660}{264\,331} = 0,71$, т. е. правильно.

Задача 18-7. Трубопровод имеет диаметр 200 мм , по нему движется вода со скоростью 2 м/сек , температура воды 50°C . Определить критерии Re , Pe и Pr .

Решение.

$$Re = \frac{2 \cdot 0,3 \cdot 10^6}{0,0010121 \cdot 9,81 \cdot 56,0} = 1\,079\,331;$$

$$Pe = \frac{3\,600 \cdot 2 \cdot 0,3 \cdot 1}{0,0010121 \cdot 0,554} = \frac{2\,160}{0,000561} = 3\,850\,356;$$

$$Pr = \frac{3\,600 \cdot 1,56 \cdot 9,81}{10^6 \cdot 0,554} = 3,57.$$

Проверка:

$$Pe = \frac{Pe}{Re} = \frac{3\,850\,356}{1\,079\,331} = 3,57, \text{ т. е. правильно.}$$

Задача 18-8. Определить Re , Pe , Pr , если по трубе диаметром 50 мм движется вода со скоростью $1,5 \text{ м/сек}$. Температура воды 70°C .

Задача 18-9. Определить Re , Pe , Pr , если по каналу шириной 50 мм и высотой 200 мм движется воздух со скоростью 6 м/сек и с температурой 150°C .

ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАТАЯ

ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

19-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Почти всегда наряду с теплопроводностью и конвекцией участвует и третий род теплообмена — излучение. При нагревании тел часть тепловой энергии превращается в лучистую.

Носителем лучистой энергии являются электромагнитные колебания: они известны под названием рентгеновских, ультрафиолетовых, световых, инфракрасных лучей. Колебания, свойственные тепловым лучам, имеют несколько большую длину волн, чем видимые лучи (световые), — это инфракрасные или тепловые лучи.

При прохождении тепловых лучей через пространство действительны законы, установленные оптикой для видимых (световых) лучей (отражение, преломление). Лучеиспускание свойственно всем телам; при попадании на тела лучистая энергия частью поглощается, частью отражается, частью проходит сквозь них. Та часть лучистой энергии, которая поглощается телом, переходит в теплоту. Часть энергии, которая отражается и проходит сквозь тела, может поглощаться другими телами. В результате этих явлений осуществляется процесс лучистого теплообмена.

За единицу лучистой энергии принимается ее количество, эквивалентное 1 ккал. Энергия Q , излучаемая телом в единицу времени (час), выражается в **ккал/час**. Количество энергии, излучаемое единицей поверхности (м^2) в единицу времени (час), называется излучательной или лучеиспускательной способностью тела E (иначе — предельной энергией излучения):

$$E = \frac{Q}{F} \text{ ккал/м}^2 \text{ час.} \quad (19-1)$$

Если из всего количества лучистой энергии, принятого за единицу, часть A поглощается, R отражается и D проходит сквозь тело, то

$$A + R + D = 1.$$

Если $R = 1$ и $A = D = 0$, то вся энергия отражается, и тело с таким свойством может быть названо абсолютно белым.

Так же можно себе представить абсолютно прозрачное тело ($D = 1$) и абсолютно черное тело ($A = 1$).

В действительности таких тел нет и все тела имеют более или менее смешанную характеристику.

Следует также отметить, что абсолютно белое и абсолютно черное тела по отношению к тепловым лучам идентичны с теми же телами по отношению к световым лучам. К абсолютно белому телу в отношении к тепловым лучам в реальных условиях приближается металлическая полированная поверхность, тогда как тела белого цвета для тепловых лучей могут оказаться частично поглощающими.

Свойством абсолютно черного тела обладает отверстие в стенке замкнутого полого тела. Для этого отверстия $A=1$, так как можно считать, что энергия лучей, попадающих в это отверстие, полностью поглощается. Легко видеть, что отверстие в стенке полого тела должно играть роль абсолютно черного тела для световых лучей. На этом основано известное явление: отверстия замкнутых со всех сторон помещений кажутся черными (например окна в домах).

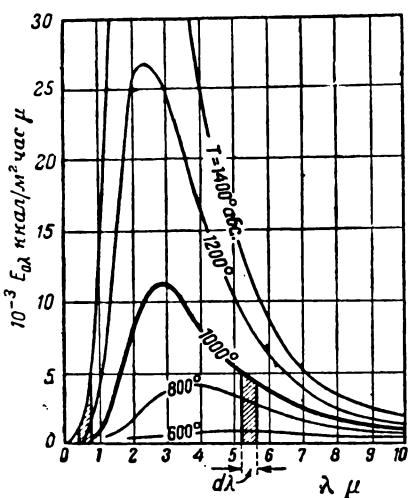
19-2. ЗАКОН ПЛАНКА

Носителем лучистой энергии являются, как выше сказано, электромагнитные колебания. Планку удалось установить теоретически зависимость лучеиспускательной способности тела

от длины волны, что дает в свою очередь возможность определить закон распределения энергии излучения по длинам волн при разных температурах

$$E = f(\lambda, T). \quad (19-2)$$

На фиг. 19-1 закон Планка представлен графически. Из чертежа видно, что при λ (длина волны) = 0 энергия излучения равна нулю. Увеличиваясь вместе с увеличением длины волны, лучеиспускательная способность достигает при некотором значении длины волн своего максимума и затем убывает, стремясь при $\lambda=\infty$ опять к нулю. С повышением температуры максимум излучения увеличивается и смещается в сторону более коротких волн. На фиг. 19-1 площадь, ограниченная кривой температуры ($T = \text{const}$), осью абсцисс и ординатами λ и $(\lambda + d\lambda)$ (площадь



Фиг. 19-1. $E_{\lambda} = f(\lambda, T)$ по закону Планка.

излучения увеличивается и смещается в сторону более коротких волн. На фиг. 19-1 площадь, ограниченная кривой температуры ($T = \text{const}$), осью абсцисс и ординатами λ и $(\lambda + d\lambda)$ (площадь

на фигуре заштрихована), дает элементарное количество излучаемой энергии

$$dE_0 = E_{0\lambda} d\lambda. \quad (19-3)$$

Полное количество лучистой энергии, излучаемое всеми длинами волн, равно:

$$E = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda. \quad (19-4)$$

Величина $E_{0\lambda}$, очевидно, не что иное, как лучеиспускательная способность абсолютно черного тела.

Из той же фиг. 19-1 видно, что при температурах, с которыми имеет дело техника, энергия видимого излучения ($\lambda = 0,4 \div 0,8$) по сравнению с тепловым излучением пренебрежительно мала (см. заштрихованную полоску слева).

Если спектр излучения непрерывен и кривая $E_{\lambda} = f(\lambda)$ подобна соответствующей кривой для абсолютно черного тела при той же температуре, то такие тела называются серыми.

Большинство технических материалов относится к серым телам.

19-3. ЗАКОН ЛАМБЕРТА

Если элементарная площадка $dF \text{ м}^2$ (фиг. 19-2) испускает лучистую энергию $dQ = EdF \text{ ккал/час}$ диффузно (т. е. по всем направлениям), то среднее полусферическое излучение внутри единичного пространственного угла равно $dQ/2\pi$, так как пространственный угол полусфера равен 2π . Можно доказать, что по нормали к площадке dF излучение будет в 2 раза больше среднего:

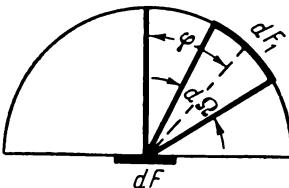
$$dQ_n = 2 \cdot \frac{dQ}{2\pi} = \frac{dQ}{\pi}, \text{ ккал/час},$$

т. е. нормальное излучение в единичном угле в π раз меньше общего dQ . По наклонному относительно площадки dF направлению, когда угол $\varphi > 0^\circ$, по закону Ламберта излучение в единичном пространственном угле будет:

$$dQ_{\varphi} = dQ_n \cos \varphi, \quad (19,5)$$

Полное количество лучистой энергии, падающей в час на площадку dF_1 , видимую из центра излучающей площадки dF под пространственным углом $d\Omega$, будет равно:

$$dQ_{\varphi} \cdot d\Omega = dQ_n \cos \varphi d\Omega = \frac{dQ}{\pi} \cos \varphi d\Omega. \quad (19,5 \alpha)$$



Фиг. 19-2. К выводу закона Ламберта, излучение между элементами площадей.

19-4. ИЗЛУЧЕНИЕ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

Рассмотрим случай двух нагретых тел, непроницаемых для тепловых лучей, разделенных вполне проницаемой средой (абсолютно чистый воздух).

Лучеиспускательная способность тела зависит от длины волны и от температуры.

Стефан нашел опытным путем, а Больцман вывел теоретически зависимость между лучеиспускательной способностью и температурой, называемую законом Стефана-Больцмана. По закону Стефана-Больцмана

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.} \quad (19-6)$$

Наибольшая возможная величина излучения для абсолютно черного тела получается при значении коэффициента излучения

$$C_0 = 4,9 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град.}$$

Все тела, имеющиеся в природе, излучают слабее, чем абсолютно черное тело, т. е. их коэффициент излучения $C < C_0$. Такие тела с пониженным по сравнению с абсолютно черным телом излучением называются серыми телами (см. § 19-7).

Сопоставляя энергию излучения серого тела с энергией излучения абсолютно черного тела при той же температуре, получим характеристику тела, называемую относительной излучательной способностью, или степенью черноты тела ϵ :

$$\epsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{C}{C_0}. \quad (19-7)$$

Для данного тела с известной степенью черноты ϵ излучательная способность выражается по закону Стефана-Больцмана

$$E = \epsilon E_0 = \epsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = 4,9 \epsilon \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (19-8)$$

19-5. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ (ЛУЧЕИСПУСКАНИЕМ)

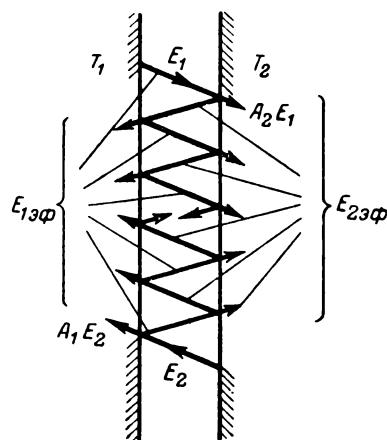
Рассмотрим теплообмен лучеиспусканем между двумя параллельными непрозрачными поверхностями I и II. Обозначим соответственно для поверхности I коэффициент лучеиспускания C_1 , лучеиспускательную способность E_1 , долю поглощаемых лучей A_1 и отражаемых R_1 и соответственно для II: C_2 , E_2 , A_2 и R_2 . Полагая тела с поверхностями I и II абсолютно непро-

зрачными ($D = 0$), имеем соотношение $A \cdot R = 1$, так как поглощаемая и отражаемая лучистая энергия в сумме должна равняться всей излученной на тело энергии, A и R представляют

каждое правильную дробь, дающую отношение тепла, поглощенного или отраженного ко всему излученному телом теплу.

Первая поверхность по закону Стефана-Больцмана излучает в течение часа с 1 м^2 своей поверхности

$$E_1 = C_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.} \quad (19-9)$$



Фиг. 19-3. Схема взаимного излучения двух пластин.

Вторая поверхность поглощает из этого количества $E_1 \cdot A_2$ и отражает $E_1 \cdot R_2$.

Следует заметить, что поверхности предполагаются настолько большими (бесконечно большими), что все излучение поверхности I без потери попадает на поверхность II .

Из того количества энергии, которое отразилось от поверхности II , поверхность I поглощает количество $E_1 R_2 A_1$ и отражает $E_1 R_1 R_2$ (фиг. 19-3).

Эти последовательные отражения и поглощения можно записать в виде таблицы.

Поверхность I излучает	E_1	$\text{ккал/м}^2 \text{ час}$
"	II поглощает $A_2 E_1$	"
"	II отражает $R_2 E_1$	"
"	I поглощает $E_1 R_2 A_1$	"
"	I отражает $E_1 R_1 R_2$	"
"	II поглощает $E_1 R_1 R_2 A_2$	"
"	II отражает $E_1 R_1 R_2^2$	"
"	I поглощает $E_1 R_1 R_2^2 A_1$	"
"	I отражает $E_1 R_1^2 R_2^2$	"
"	II поглощает $E_1 R_1^2 R_2^2 A_2$	"
"	II отражает $E_1 R_1^2 A_2^3$	"
"	I поглощает $E_1 R_1^2 R_2^3 A_1$	"
"	I отражает $E_1 R_1^3 R_2^3$	"

Поверхность I получает из своего собственного излучения обратно:

$$E_1 R_2 A_1 + E_1 R_1 R_2^2 A_1 + E_1 R_1^2 R_2^3 A_1 + \dots = \\ = E_1 R_2 A_1 [1 + R_1 R_2 + (R_1 R_2)^2 + (R_1 R_2)^3 + \dots].$$

Величина в скобках представляет собой геометрическую прогрессию с бесконечно большим числом убывающих членов ($R < 1$). Сумма такой прогрессии равна первому члену, разделенному на единицу, минус знаменатель прогрессии, т. е. выражение в скобках равно:

$$\frac{1}{1 - R_1 R_2},$$

и вся сумма будет равна:

$$\frac{E_1 A_1 R_2}{1 - R_1 R_2}.$$

Поверхностью I будет передано поверхности II излучение E_1 за вычетом вышеписанного тепла, которое поверхность I поглощает обратно, т. е.

$$q_1 = E_1 - \frac{E_1 A_1 R_2}{1 - R_1 R_2} = E_1 \left(1 - \frac{A_1 R_2}{1 - R_1 R_2}\right). \quad (19-10)$$

Приняв во внимание, что $R_1 = 1 - A_1$ и $R_2 = 1 - A_2$, получим:

$$R_1 R_2 = (1 - A_1)(1 - A_2) = 1 - A_1 - A_2 + A_1 A_2; \\ 1 - \frac{A_1 R_2}{1 - R_1 R_2} = 1 - \frac{A_1(1 - A_2)}{1 - 1 + A_1 + A_2 - A_1 A_2} = \frac{A_2}{1 - R_1 R_2}.$$

Подставив найденную величину в уравнение (19-10), получим:

$$q_1 = E_1 \frac{A_2}{1 - R_1 R_2}. \quad (19-11)$$

Рассматривая точно таким же образом излучение поверхностей II и I , найдем количество тепла, переданное поверхностью II на поверхность I :

$$q_2 = E_2 \frac{A_1}{1 - R_1 R_2}. \quad (19-12)$$

Итак, окончательно поверхность I передает поверхности II

$$q_{1,2} = q_1 - q_2 = E_1 \frac{A_2}{1 - R_1 R_2} - E_2 \frac{A_1}{1 - R_1 R_2} = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{1 - R_1 R_2}. \quad (19-13)$$

19-6. ЗАКОН КИРХГОФА

Последнее уравнение (19-13) справедливо и для случая равных температур обеих поверхностей. В последнем случае передачи тепла не будет и $q_{1,2} = 0$. Так как знаменатель выра-

жения (19-13) может изменяться только в пределах от 0 до 1, то условие $q_{1,2} = 0$ будет выполнено при $E_1 A_2 = E_2 A_1$, или при

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \text{const.} \quad (19-14)$$

При заданной температуре отношение лучеиспускательной способности E к коэффициенту лучепоглощения A остается постоянным.

В этом заключается закон Кирхгофа, из которого следует, что чем больше лучеиспускательная способность тела, тем больше и его коэффициент лучепоглощения. Для абсолютно черного тела, которое имеет наибольшую лучеиспускательную способность

$$E_0 = 4,9 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ ккал/м}^2 \text{ час}, \quad (19-15)$$

$A_0 = 1$, т. е. и коэффициент лучепоглощения будет наибольшим.

По закону Кирхгофа

$$EA_0 = E_0 A$$

и

$$\frac{E}{E_0} = \frac{A}{A_0} = A; \quad E = AE_0.$$

Так как при одинаковой температуре (таково условие, при котором справедлив закон Кирхгофа)

$$\frac{E}{E_0} = \frac{C \left(\frac{T}{100} \right)^4}{C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4} = \frac{C}{C_0}$$

и, следовательно,

$$\frac{A}{A_0} = \frac{C}{C_0},$$

то

$$C = AC_0. \quad (19-16)$$

Лучеиспускательная способность любого тела равна лучеиспускательной способности абсолютно черного тела, умноженной на коэффициент лучепоглощения, а его коэффициент излучения (константа излучения) также равен константе абсолютно черного тела, умноженной на коэффициент лучепоглощения.

19-7. АБСОЛЮТНО ЧЕРНОЕ ТЕЛО, СЕРЫЕ ТЕЛА

Тела с абсолютной способностью поглощать все падающие на него лучи в природе нет. Как уже указывалось, роль абсолютно черного тела играет закрытое со всех сторон пространство, снабженное небольшим отверстием, куда попадают лучи,

которые через это отверстие выходят уже в виде абсолютно черного излучения.

Абсолютно черное тело по закону Кирхгофа испускает наибольшее количество лучистой энергии, возможное при данной температуре. Лучеиспускание черного тела называется черным лучеиспусканем.

При более высоких температурах роль световых лучей в общем лучеиспускании все время увеличивается, так как при повышении температуры максимум кривой Планка перемещается в направлении более коротких волн (закон Вина). При температуре поверхности солнца около 6000°C на световые лучи приходится почти половина излучаемой энергии.

Физические тела не обладают, как сказано, свойствами абсолютно черного тела. Тело, поглощающее равную долю от всех падающих на него лучей различной длины волны, называется „серым“ телом.

Абсолютно черное тело поглощает все лучи и испускает наибольшее возможное количество тепловых лучей. Его коэффициент поглощения A или степень черноты $\vartheta = 1$. Степень черноты всех нечерных тел меньше единицы.

Полированное серебро, которое поглощает лишь незначительную часть падающих на него лучей, имеет очень малую степень черноты, а следовательно, и очень малый коэффициент лучеиспусканья.

В табл. 19-1 даны коэффициенты лучеиспусканья C для употребительных в технике материалов.

Таблица 19-1

Материал	C	Материал	C
Алюминий шероховатый	0,35	Чугун шероховатый окисленный	4,81
полированный	0,26	Дерево строганое	4,44
Чугун свежеобточенный	2,16	Стекло	4,65
Серебро полированное	0,10	Шамотный кирпич	3,70
Железо ржавое	3,04	Красный кирпич	4,6
Железо окисленное	4,12	Железо полированное	1,42

19-8. ЛУЧЕИСПУСКАНИЕ ГАЗОВ

Излучение газов нетождественно с излучением твердых тел (серых), рассмотренных выше. Газы поглощают, а следовательно, и лучеиспускают селективно, т. е. поглощают в большей степени волны одной длины и в меньшей степени другой длины. Газы излучают и поглощают энергию лишь в определенных интервалах длин волн, в так называемых полосах, расположенных

ных в различных частях спектра. Для лучей других волн вне этих полос газы прозрачны и их энергия излучения равна нулю.

На фиг. 19-4 представлена схема непрерывного спектра твердых тел и излучающие полосы при избирательном излучении газа. Для одно- и двухатомных газов, в частности для азота (N_2), кислорода (O_2), водорода (H_2), излучающая способность ничтожна; практически эти газы для тепловых лучей прозрачны. Значительной излучательной (а следовательно, и поглощательной) способностью обладают многоатомные газы, в частности углекислота (CO_2), водяной пар (H_2O), сернистый ангидрид (SO_2) и другие.

В теплотехнике особенное значение имеют как раз перечисленные выше трехатомные газы. Они содержатся в газообразных продуктах сгорания топлива — в топках котлов или в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания. В котельной установке благодаря присутствию таких многоатомных газов топочные газы способны при относительно высоких температурах давать значительное излучение на поверхность нагрева котла.

Опыт показывает, что излучение газов, содержащих углекислоту, сернистый ангидрид и водяные пары, зависит от температуры газов, суммы парциальных давлений, обусловливающих излучение компонентов, и средней длины пути луча. Если известны эти данные и степень черноты углекислоты, водяного пара и т. п., то энергия излучения газа определяется по общей формуле:

$$q_g = \epsilon_g C_0 \left(\frac{T_g}{100} \right)^4 \text{ ккал/м}^2 \text{ час}, \quad (19-17)$$

где ϵ_g — сумма степеней черноты, входящих в смесь трехатомных газов (CO_2 ; SO_2 ; H_2O), зависящая в свою очередь от их парциального давления p и длины пути l .

На фиг. 19-5 и 19-6 даны графики степени черноты CO_2 и H_2O .

Задача 19-1. Для обоих газов CO_2 и H_2O заданы:

$$pl = 0,01 \text{ и } t = 1000^\circ C.$$

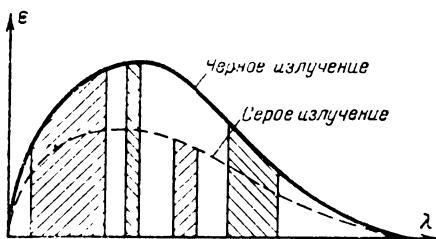
Определить энергию излучения газа, содержащего указанные CO_2 и H_2O .

Решение. На диаграммах фиг. 19-5 и 19-6 находим соответственно

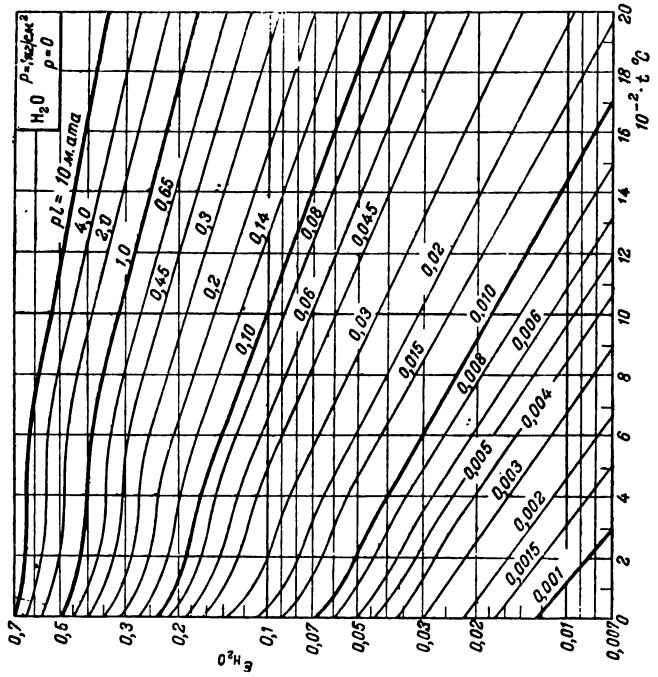
$$\epsilon_g = 0,045 + 0,018 = 0,063,$$

отсюда

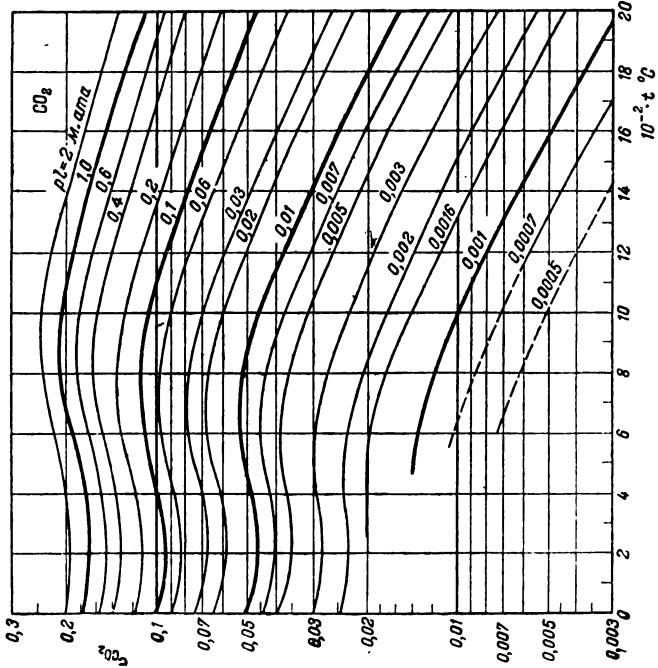
$$q_g = 0,063 \cdot 4,9 \left(\frac{1273}{100} \right)^4 = 8000 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$



Фиг. 19-4. Спектры излучения.



Фиг. 19-5. $\epsilon_{\text{CO}_2} = f(t, p, l)$ — степень черноты углекислоты.



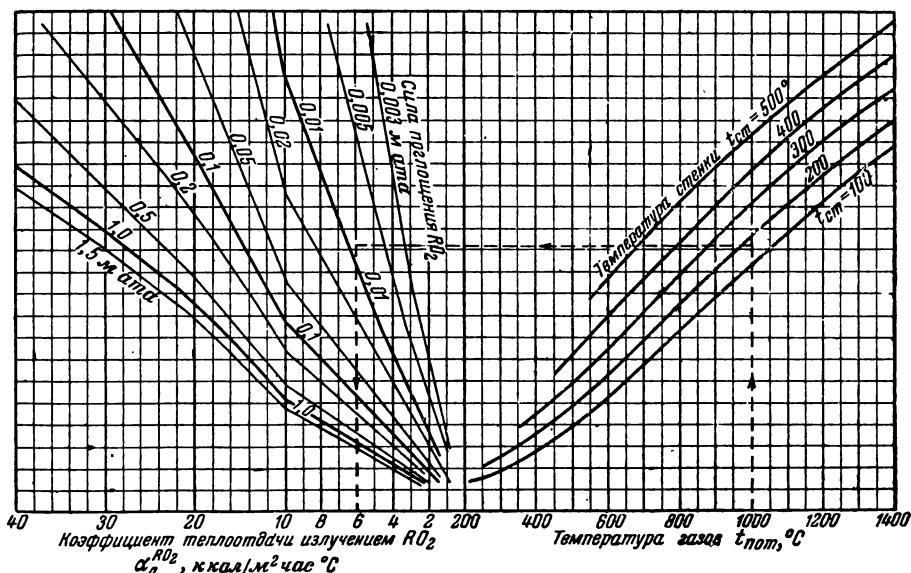
Фиг. 19-6. Степень черноты водяного пара $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ в зависимости от силы поглощения $p_{\text{H}_2\text{O}} l_{\text{эфф}}$ и температуры газов t_2 без поправки на парциальное давление.

В этом расчете не принята во внимание температура воспринимающей излучение поверхности (поверхности нагрева котла). Для учета ее потребовалось бы ввести соответственный член. Влияние обычных температур воспринимающей лучистое тепло стенки ($200 \div 300^\circ\text{C}$) незначительно.

Часто ставится вопрос о соответствующем коэффициенте теплоотдачи лучеиспусканем $\alpha_{\text{л}}$. Чтобы получить из $\text{kкал}/\text{м}^2\text{ час}$ размерность $\text{kкал}/\text{м}^2\text{ град час}$, необходимо разделить полученную величину на разность температур газа и воспринимающей излучение стенки. Так, например, количество тепла, найденное в задаче 19-1, без учета температуры стенки, необходимо разделить на 1000°C , т. е. в этом случае

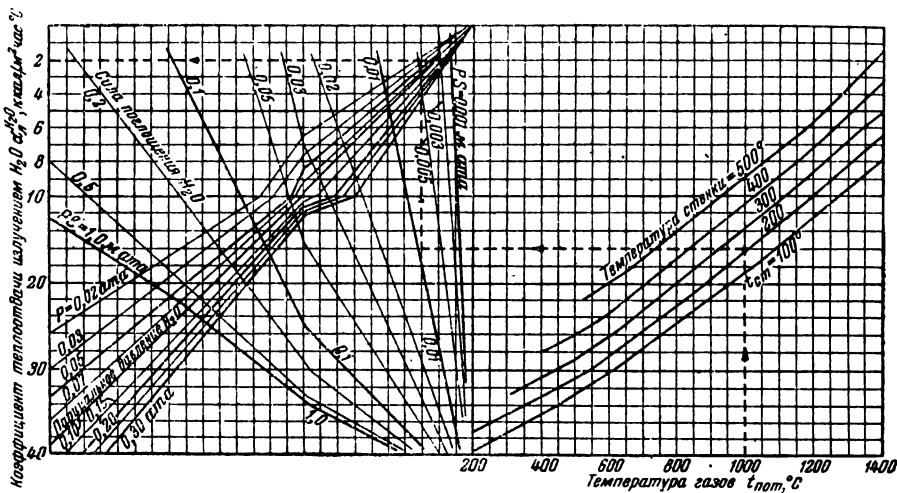
$$\alpha_{\text{л}} = \frac{8000}{1000} = 8 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час.}$$

В практических расчетах пользуются готовыми номограммами, в которых учтены необходимые поправки, а также принята во внимание температура воспринимающей тепло стенки (поверхности нагрева котла).



Фиг. 19-7. Номограмма для расчета теплоотдачи RO_2 излучением $\alpha_{\text{л}} RO_2$ по температуре газов $t_{\text{ном}}$, температуре стенки $t_{\text{ст}}$ и силе поглощения газового слоя pl .

На фиг. 19-7 и 19-8 даны номограммы ЦКТИ для определения $\alpha_{\text{л}}$ смеси углекислого газа и сернистого ангидрида $\alpha_{\text{л}} RO_2$ и водяного пара $\alpha_{\text{л}} H_2O$. Номограмма для RO_2 , т. е. $CO_2 + SO_2$, требует



Фиг. 19-8. Номограмма для расчета теплоотдачи излучением водяного пара $\alpha_{H_2O}^{RJ}$ по температуре газов $t_{\text{ном}}$, температуре стенки $t_{\text{ст}}$, силе поглощения газового слоя pl и парциальному давлению водяных паров p_{H_2O} .

дополнительного знания температуры воспринимающей тепло поверхности (температура стенки). Номограмма для H_2O , кроме этого данного, требует наряду с произведением pl отдельно знания парциального давления водяных паров.

Задача 19-2. При данных предыдущей задачи 19-1, имея температуру стенки 200°C и парциальное давление водяных паров, равное $0,1 \text{ ата}$ (следовательно, в этом случае длина луча $0,1 \text{ м}$), найти $\alpha_{H_2O}^{RJ}$.

Решение. По номограмме фиг. 19-7 находим $\alpha_{H_2O}^{RJ} = 6,0 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$ и по номограмме фиг. 19-8 $\alpha_{H_2O}^{RJ} = 2 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$. Поэтому $\alpha_{H_2O}^{RJ} = 6,0 + 2 = 8,0 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ град час}$, что совпадает с величиной, найденной выше по теоретической формуле.

19-9. ПРИВЕДЕННЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛУЧЕИСПУСКАНИЯ СИСТЕМЫ ТЕЛ

Рассматривая тело обособленно от других, определим количество энергии, теряемое телом в окружающую среду.

При лучеиспускательной способности тела E_1 тело излучает $E_1 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$ — это его собственное излучение.

Одновременно с этим со стороны других тел на рассматриваемое тело падает лучистая энергия в количестве $E_2 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$ — это падающее излучение. Часть падающего излучения на площадь в количестве $A_1 E_2$ поглощается, а остальное $(1 - A_1) E_2$ отражается.

Собственное излучение тела вместе с отражением называется эффективным излучением тела и обозначается через $E_{\text{эфф}}$, т. е.

$$E_{\text{эфф}} = E_1 + (1 - A_1)E_2. \quad (19-18)$$

Эффективное излучение определяется при помощи приборов.

Если рассматривать эффект излучения двух поверхностей то переданное от одной и другой количество тепла будет:

$$q_{1,2} = E_{1\text{эфф}} - E_{2\text{эфф}}, \quad (19-19)$$

где

$$E_{1\text{эфф}} = E_1 + (1 - A_1)E_{2\text{эфф}};$$

$$E_{2\text{эфф}} = E_2 + (1 - A_2)E_{1\text{эфф}}.$$

Решая уравнения относительно $E_{1\text{эфф}}$ и $E_{2\text{эфф}}$, получим:

$$E_{1\text{эфф}} = \frac{E_1 + E_2 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}; \quad (19-20)$$

$$E_{2\text{эфф}} = \frac{E_1 + E_2 - A_2 E_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}. \quad (19-21)$$

Подставляя эти значения в уравнение (19-19), получим:

$$\begin{aligned} q_{1,2} &= \frac{E_1 + E_2 - A_1 E_2 - E_1 - E_2 + A_2 E_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} = \\ &= \frac{A_2 E_1 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}. \end{aligned} \quad (19-22)$$

Согласно закону Стефана-Больцмана имеем:

$$E_1 = A_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4;$$

$$E_2 = A_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4.$$

Подставляя эти значения в уравнение (19-22), получим:

$$\begin{aligned} q_{1,2} &= \frac{A_2 A_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - A_1 A_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} = \\ &= \frac{A_1 A_2 C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} = A_n C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \end{aligned} \quad (19-23)$$

где

$$A_n = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}. \quad (19-24)$$

Принимая во внимание пропорцию $\frac{A}{A_0} = \frac{C}{C_0}$, получим:

$$C_n = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}. \quad (19-25)$$

Коэффициенты A_n и C_n называются приведенными коэффициентами поглощения и лучеиспускания системы тел, между которыми происходит процесс лучистого теплообмена. Так как величина A численно равна ϵ , то вместо A можно писать степень черноты ϵ системы, которую можно определить по уравнению (19-24).

19-10. ИЗЛУЧЕНИЕ В ТОПОЧНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПАРОВОГО КОТЛА

В топке парового котла основным видом теплообмена является излучение, поэтому другими видами теплообмена можно за их незначительностью пренебречь.

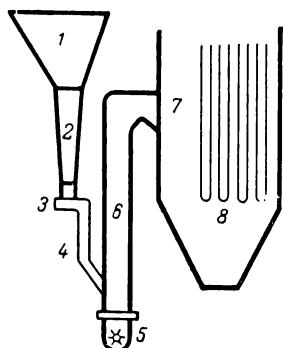
Топочное пространство современного водотрубного котла представлено на фиг. 19-9 в виде так называемой шахтно-мельничной топки, применяемой для достаточно мелкораздробленного топлива (например, фрезерный торф), сгорающего во взвешенном состоянии. Внизу шахты 6 расположена мельница 5, размельчающая топливо, которое вместе с воздухом поступает в топку. Топочное пространство представляет форму, близкую к параллелепипеду, и замкнуто шестью стенками.

Часть стенок (горячие стенки) является оgneупорными, мало проводящими тепло. Другую часть составляют холодные стеки — экранирующая поверхность самого котла и собственно экраны, состоящие из труб, покрывающих части стенок топки (боковой экран). Эти радиационные поверхности 8 воспринимают тепло, излучаемое горящим в топке топливом.

Уравнение, выражающее основные физические отношения в топке, т. е. уравнение теплового баланса основных количеств тепла, поступающего в топку и уходящего из нее, напишется для 1 кг топлива так:

$$Q_n^p \eta_m + V_b c_b t_b - \frac{Q_A}{B} = c_p V_t T_0 = I \text{ ккал/кг}. \quad (19-26)$$

Здесь Q_n^p — низшая теплотворность сжигаемого топлива (ккал/кг), представляющая тепло, которое может дать



Фиг. 19-9. Шахтно-мельничная топка.

при полном сгорании 1 кг данного топлива; η_m — к. п. д. топки, учитывающий потери тепла в топке; V_a (нм³/кг) — количество воздуха, вводимое в топку на 1 кг топлива; c_a — объемная теплоемкость воздуха; t_a (°C) — температура воздуха при поступлении в топку (воздух в современных топках значительно подогревается); Q_a (ккал/час) — общее количество тепла, отнимаемое от газов излучением на экранирующие поверхности в топке (H_p м²).

В правой части уравнения, естественно, стоит энтальпия газов, покидающих топочное пространство. В предельном теоретическом случае, когда излучения нет (в действительности такой случай невозможен), уравнение (19-26) переходит в уравнение

$$Q_a^p \eta_m + V_a c_a t_a = c_2 V_a T_m = I_m. \quad (19-27)$$

Левая часть уравнения содержит только тепло, полезно развиваемое в топке и внесенное с горячим воздухом, которое и составляет при отсутствии отнятия тепла излучением энтальпию газов в топке. Температура T_m есть предельная теоретическая температура газов, которая установилась бы в топке, если бы тепло не поглощалось в ней.

Очевидно, что $I_m - I = \frac{Q_a}{B}$ ккал/кг есть тепло, поглощенное через излучение экранирующими поверхностями в топке и перешедшее в воду котла.

Приближенное решение задачи определения излучения в топке дает известное уравнение Стефана-Больцмана:

$$Q_a = \epsilon_w \epsilon_f C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (19-28)$$

В формуле (19-28) T_1 — абсолютная температура факела; T_2 — абсолютная температура воспринимающих лучистое тепло поверхностей; C_0 — излучающая способность абсолютно черного тела; ϵ_f — относительная излучающая способность серого тела (факела), или степень его черноты, и ϵ_w — то же по отношению к воспринимающим излучение поверхностям.

Неточность даваемого им решения обусловлена рядом требований, не соблюдаемых в топочном пространстве. Формула Стефана-Больцмана выведена при допущении двух параллельных бесконечно больших поверхностей, излучающих тепло друг на друга. Самые показатели в членах $\left(\frac{T}{100} \right)^4$ также не подтверждаются опытом. Данные измерений показывают, что излучение углекислоты пропорционально $T^{3.5}$, а излучение водяного пара — T^3 (эти газы являются главными агентами излучения топочных газов).

Большая или меньшая степень черноты факела зависит от присутствия в нем частиц сажи, угля и летучей золы.

Нижеприведенная таблица дает ϵ_f для факела различных видов топлива:

Таблица 19-2

Степень черноты факела для бесконечного толстого слоя

	ϵ_f
Несветящееся газовое пламя	0,40
Светящееся пламя тощих углей	0,6
Светящееся пламя каменных углей, богатых летучими, бурых углей, торфа	0,7
Светящееся пламя мазута	0,85

Задача 19-3. Определить количество тепла, получаемое 1 m^2 холодных (экранирующих) поверхностей топки в час при теоретической температуре в топке $T_m = 1773^\circ K$ ($1500^\circ C$) и температуре газов, выходящих из топочного пространства, $T_0 = 1373^\circ K$.

Температура кипящей воды в кotle $T = 476,4^\circ K$ ($203,4^\circ C$); $\epsilon_f = 0,7$, $\epsilon_w = 0,8$.

Решение.

$$Q_A = 0,7 \cdot 0,8 \cdot 4,9 \left[\left(\frac{T_f}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right] \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

Температура факела определяется из температур T_m и T_0 по эмпирической формуле

$$T_f = \sqrt[4]{T_m^2 T_0^2}^\circ K. \quad (19-29)$$

Для нашего случая $T_f = \sqrt[4]{1773 \cdot 1373} = 1525^\circ K$;

$$\begin{aligned} Q_A &= 0,7 \cdot 0,8 \cdot 4,9 \left[\left(\frac{1525}{100} \right)^4 - \left(\frac{476,4}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 2,74 (54\,000 - 515) \approx 147\,000 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.} \end{aligned}$$

Полученный результат решения задачи 19-3 показывает, что второй член в прямых скобках имеет ничтожное значение. Так как вода в кotle всегда сохраняет относительно небольшую температуру, то этот член при расчетах, не претендующих на исключительную точность, можно опустить.

Выполненный расчет недостаточно точен вследствие уже указанной неприменимости формулы Стефана-Больцмана к условиям работы действительной топки и потому в технических расчетах не применяется. Применяются более точные методы, учитывающие сложные явления в топке (ВТИ, ЦКТИ).

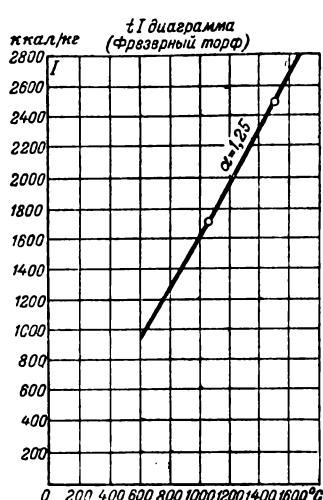
По методу ЦКТИ пользуются составленной номограммой, которая определяет температуру газов при выходе из топки T_0 , если известны: теоретическая температура горения в топке T_m ,

степень экранирования топки ϕ , топливо, условия его сжигания (вид топки) и тепловые напряжения радиационных поверхностей.

T_m по уравнению (19-27) есть температура, соответствующая энталпии газов I_m ; I_m находим по уравнению

$$I_m = Q_n^p \eta_m + V_e c_e t_e.$$

Искомая температура легко определяется, имея tI -диаграмму для заданного топлива.



Фиг. 19-10. tI -диаграмма для фрезерного торфа.

Степень экранирования топки ϕ есть отношение поверхности экранов H_p ко всей внутренней поверхности топки. Эта последняя, принимая топку за куб, определяется по формуле

$$F_{cm} = 6 \sqrt[3]{V_m^2}, \quad (19-30)$$

где V_m есть объем топочного пространства, заданный расчетом и конструктивными требованиями, m^3 .

Тепловое напряжение экрановых поверхностей, очевидно, равно:

$$\frac{(Q_n^p \eta_m + V_e c_e t_e) B}{H_p} = \frac{Q_m B}{H_p} \text{ ккал/м}^2, \quad (19-31)$$

обозначая

$$Q_n^p \eta_m + V_e c_e t_e = Q_m.$$

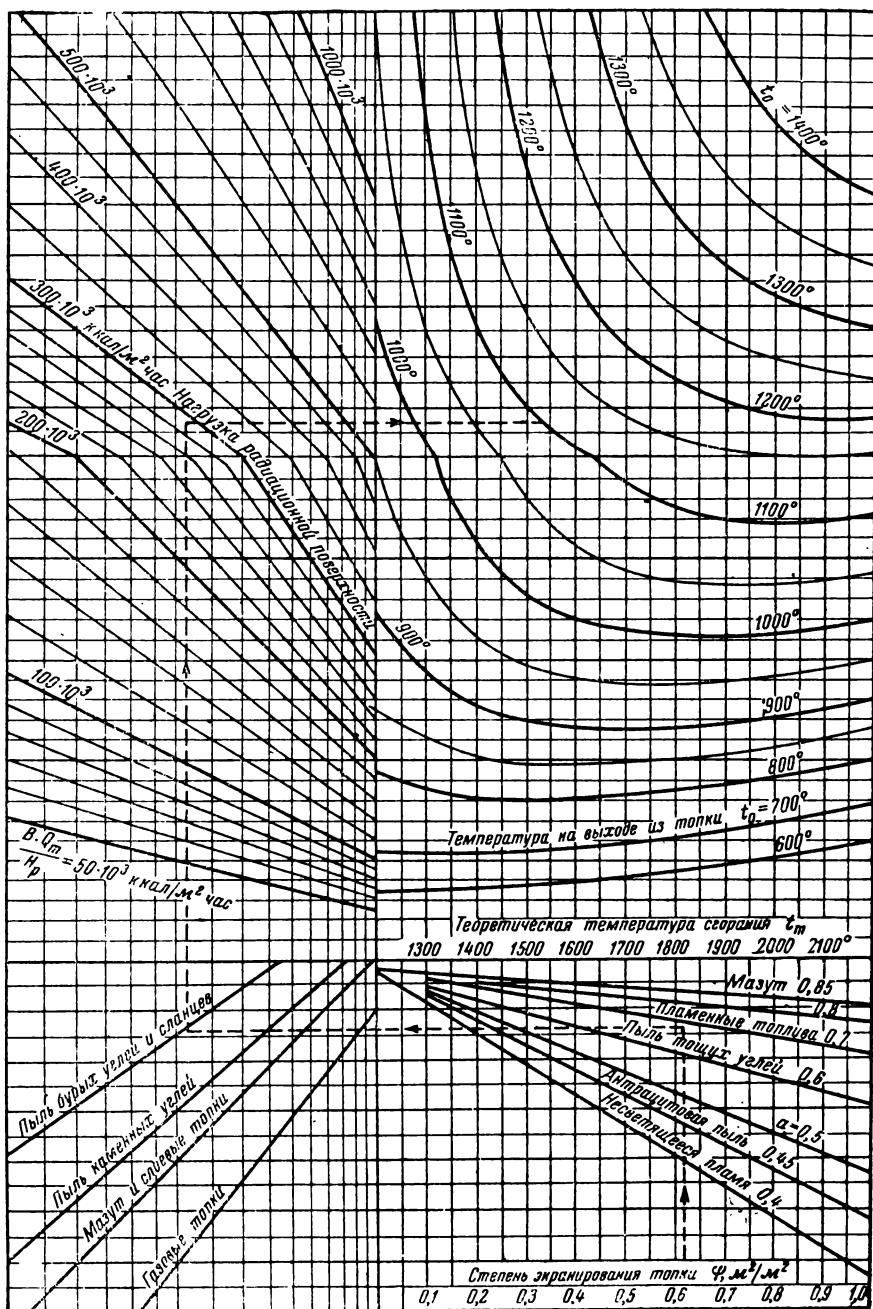
Остальные величины нанесены на номограмме.

Задача 19-4. Определить количество тепла, получаемое экранирующими поверхностями в топке в час. Топка котла имеет объем $V = 328 m^3$. $Q_n^p = 2290 \text{ ккал/кг}$. Топливо—фрезерный торф. $B = 3500 \text{ кг/час}$. Экранирующие поверхности $H_p = 30 \text{ м}^2$. Воздух поступает в топку в количестве $3,43 \text{ м}^3$ на килограмм топлива и подогрев до 275°C ; к. п. д. топочного устройства 0,972.

Решение.

$$I_m = Q_m = 2290 \cdot 0,972 + 3,43 \cdot 0,31 \cdot 275 = 2502 \text{ ккал/кг}.$$

По tI -диаграмме (фиг. 19-10), составленной для фрезерного торфа (дана одна кривая для топочного пространства при $\alpha = 1,25$), находим $t_m = 1500^{\circ}\text{C}$ (1773°K); $F = 6 \sqrt[3]{328^2} = 47 \text{ м}^2$; $\phi = 30/47 = 0,64$.



Фиг. 19-11. Номограмма для расчета температуры газов, покидающих топку, по степени экранирования топки ψ , нагрузке радиационной поверхности $\frac{BQ_m}{H_p}$ и теоретической температуре горения t_m .

Тепловое напряжение экранирующих поверхностей

$$\frac{BI_m}{H_p} = \frac{3500 \cdot 2502}{30} = 293\,000 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$$

На основании вычисленных параметров по номограмме фиг. 19-11, принимая пламенное топливо (степень черноты факела 0,7), вид топки—для сгорания во взвешенном состоянии под рубрикой „Пыль бурых углей и сланцев”, что может соответствовать и фрезерному торфу, находим величину $300 \cdot 10^3 \text{ ккал/м}^2 \text{ час.}$ Далее идем вверх до соответствующего значения теплового напряжения экранирующих поверхностей. От этой точки проводим горизонтальную линию до точки ее пересечения с вертикалью, проведенной от значения $t_m = 1500^\circ \text{ С.}$ Пересечение укажет нам $t_0 = 1100^\circ \text{ С.}$ На tI -диаграмме соответственно находим $I_0 = 1700 \text{ ккал/кг.}$

Тепло, отданное экранирующим поверхностям в топке на 1 кг топлива, составит:

$$\frac{Q_A}{B} = 2502 - 1700 = 802 \text{ ккал/кг.}$$

Общее количество тепла, отданное в топке,

$$Q_A = 802 \cdot 3500 = 2,8 \cdot 10^6 \text{ ккал/час.}$$

На 1 м^2 экранирующей поверхности имеем:

$$Q_A = \frac{2,8 \cdot 10^6}{30} = 93\,500 \text{ ккал/м}^2,$$

т. е. значительно меньше, чем получено в задаче 19-3.

ГЛАВА ДВАДЦАТАЯ

ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

20-1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

К теплообменным аппаратам надо отнести: паровые котлы, подогреватели питательной воды, подогреватели воздуха, поступающего в топку, пароперегреватели, конденсаторы, бойлеры, калориферы, радиаторы и т. д.

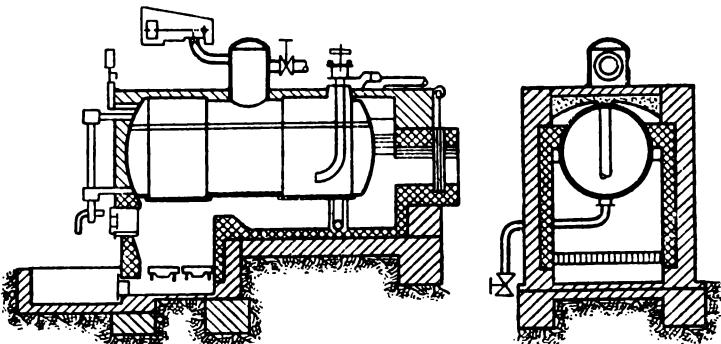
Теплообменный аппарат служит для нагревания или охлаждения тел. Теплообменные аппараты работают в широком диапазоне температур и давлений.

В паровых котлах греющим телом являются топочные газы, а нагреваемым—кипящая жидкость. В пароперегревателях греющим телом являются топочные газы, а нагреваемым—пар.

В подогревателях питательной воды и воздуха греющим телом являются дымовые газы, а нагреваемым—вода, поступающая

в котел, и воздух, поступающий в топку парового котла. В бойлерах греющим телом является пар, а нагреваемым—вода.

На фиг. 20-1 показан цилиндрический паровой котел. В нем происходит процесс образования пара за счет обмена тепла между дымовыми газами и водой, из которой образуется пар.



Фиг. 20-1. Схема парового котла как теплообменного аппарата.

На фиг. 20-2 показана схема пароперегревателя. В нем происходит обмен тепла между дымовыми газами и паром, который переходит в перегретое состояние.

Можно привести много примеров на обмен тепла между телами.

Теплообменный аппарат змеевикового типа благодаря большим скоростям движения жидкости в трубах обеспечивает высокий коэффициент теплопередачи.

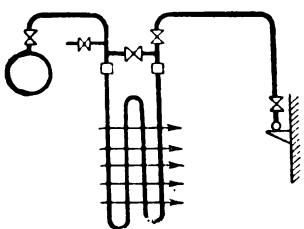
В змеевиковых теплообменниках жидкость пропускают внутри змеевика, а пар снаружи, так как при большой скорости движения жидкости происходит увеличение коэффициента теплопередачи.

В поверхностных конденсаторах паровых турбин охлаждающая вода проходит внутри труб, а конденсирующийся водяной пар омывает трубы по внешнему периметру.

Широко применяются при теплообмене спиральные теплообменные аппараты, которые являются очень компактными и имеют малый удельный расход металла.

Теплообменные аппараты по их принципу действия могут быть разделены на рекуперативные, регенеративные и смесительные.

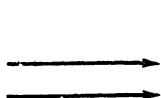
К рекуперативным теплообменным аппаратам надо отнести паровые котлы, бойлеры, конденсаторы и др.; в них не происходит аккумулирования тепла и тепло передается непосред-



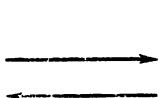
Фиг. 20-2. Схема пароперегревателя как теплообменного аппарата.

ственno через разделяющую стенку от одного вещества к другому. При этом необходимо одновременное протекание обоих теплоносителей.

Теплообменные аппараты, в которых аккумулируется тепло, полученное от более нагреватого теплоносителя, и отдается более



Фиг. 20-3. Схема движения нагревающего и нагреваемого тел: прямоток.



Фиг. 20-4. Противоток.

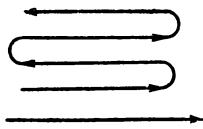


Фиг. 20-5. Переходный ток.

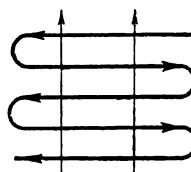
холодному, называются регенеративными. Примером таких аппаратов могут служить регенераторы мартеиновских и стекольных печей.

В смесительных теплообменных аппаратах происходит непосредственное действие струи холодной жидкости на горячую. Примером таких теплообменников являются градирни, скрубберы, смешивающие конденсаторы, в которых вода прямо воздействует на пар, и др.

Многие теплотехнические установки в промышленности являются теплообменными аппаратами. Все те расчеты, которые приводятся ниже, будут соответственным образом применимы ко всем аналогичным теплообменникам промышленности.



Фиг. 20-6. Смешанный ток.



Фиг. 20-7. Многосторонний перекрестный ток.

Теплообменные аппараты могут работать по принципу прямого тока, противотока, перекрестного тока.

Если нагревающее и нагреваемое жидкое тела движутся параллельно (фиг. 20-3) в одном направлении, то такое движение тел называется прямотоком.

Если жидкое тело протекает параллельно, но одно тело движется навстречу другому, то такое движение называется противотоком (фиг. 20-4).

Если жидкости протекают в перекрестном направлении друг к другу, то такое движение рабочих жидкостей называется перекрестным (фиг. 20-5).

В схемах сложного движения может осуществляться в одно и то же время прямоток и противоток (фиг. 20-6).

Пример многократно перекрестного тока изображен на фиг. 20-7.

При расчете теплообменных аппаратов к числу определяемых величин относятся:

- 1) коэффициент теплопередачи;
- 2) поверхность нагрева теплообменного аппарата;
- 3) конечные температуры.

20-2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Коэффициент теплопередачи в условиях работы котельных установок может быть определен правильно только в том случае, если условия теплообмена остаются постоянными.

При работе котельных установок условия теплообмена все время меняются; так, например, слой накипи может меняться, увеличивая свою толщину в зависимости от времени работы котла, т. е. сумма термических сопротивлений будет увеличиваться и коэффициент теплопередачи ухудшаться.

Ухудшение коэффициента теплопередачи будет происходить и от наличия сажи и золы снаружи труб парового котла. Кроме того, в условиях работы паровых котлов значительная часть тепла трубам котла передается путем лучеиспускания; таким образом, получаются сложные условия теплообмена.

В конденсаторах паровых турбин коэффициент теплопередачи зависит от ряда факторов и, в частности, от чистоты труб.

Все это говорит о сложности явлений теплообмена в различных установках, поэтому при определении коэффициентов теплопередачи часто пользуются опытными данными.

Для определения коэффициента теплопередачи k можно воспользоваться известным уравнением

$$k = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{a_2}}. \quad (20-1)$$

Это выражение может быть написано также в следующем виде:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{a_1} + \sum \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{a_2}. \quad (20-2)$$

Здесь a_1 — средний коэффициент теплоотдачи греющего тела;

a_2 — средний коэффициент теплоотдачи нагреваемого тела;

$\sum \frac{\delta}{\lambda}$ — сумма термических сопротивлений слоев стенки.

Формула (20-1) показывает, что коэффициент теплопередачи k всегда меньше самого малого коэффициента теплоотдачи a .

Задача 20-1. Определить коэффициент теплопередачи k для теплообменного аппарата, если толщина стенки равна 1 мм; $\lambda = 80 \text{ ккал}/\text{м} \cdot \text{град час}$. Коэффициент теплоотдачи от пара к стенке 5 500 $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{град час}$; коэффициент теплоотдачи от стенки к воде принимаем 7 300 $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{град час}$.

Решение. Коэффициент теплопередачи будет равен:

$$k = \frac{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\frac{1}{5500} + \frac{1}{80} + \frac{1}{7300}}{\frac{1}{5500} + \frac{1}{80} + \frac{1}{7300}} = \\ = \frac{1}{0,000181 + 0,000125 + 0,000137} = \frac{1}{0,0003305} = 3030 \text{ ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{град час}.$$

20-3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ НАГРЕВА ТЕПЛООБМЕННОГО АППАРАТА

Проектируя теплообменный аппарат, решают основную задачу — определение поверхности нагрева аппарата. Если поверхность нагрева теплообменного аппарата известна, то при расчетах определяют конечные температуры рабочих тел.

Общее уравнение теплопередачи

$$Q = k(t_1 - t_2)F \text{ ккал/час}, \quad (20-3)$$

где t_1 и t_2 — температуры греющей и нагреваемой среды;

F — поверхность нагрева, м^2 ;

k — коэффициент теплопередачи, $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{град час}$.

Уравнение теплового баланса

$$Q = w_1 f_1 \gamma_1 c_{p1} (t'_1 - t''_1) = w_2 f_2 \gamma_2 c_{p2} (t''_2 - t'_2) \text{ ккал/час}. \quad (20-4)$$

Здесь t'_1 и t''_1 — температуры греющей среды, $^\circ\text{C}$;

t'_2 и t''_2 — температуры нагреваемой среды, $^\circ\text{C}$;

w_1 и w_2 — скорости греющей и нагреваемой среды;

f_1 и f_2 — площади сечений, м^2 ;

γ_1 , γ_2 ; c_{p1} , c_{p2} — удельные веса и теплоемкости греющей и нагреваемой сред.

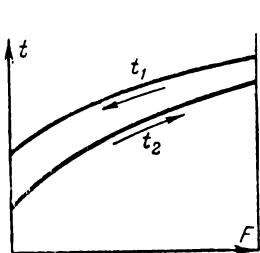
Так как $G_1 = w_1 f_1 \gamma_1$ и $G_2 = w_2 f_2 \gamma_2$, то уравнение теплового баланса примет вид

$$Q = G_1 c_{p1} (t'_1 - t''_1) = G_2 c_{p2} (t''_2 - t'_2). \quad (20-5)$$

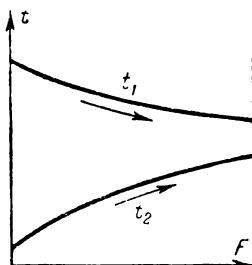
Средняя разность температур. В теплообменных аппаратах при движении жидкостей снаружи и внутри пучка труб температуры греющего и нагреваемого тел в большинстве случаев переменные (вдоль поверхности теплообменника).

Надо отметить, что имеются случаи теплообмена, при которых температура греющего тела остается постоянной, например, когда греющим телом является насыщенный пар определенного давления и переменной степени сухости.

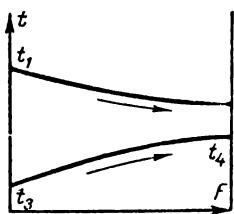
В теплообменных аппаратах теплообмен между нагревающим и нагреваемым телами может происходить, как уже указывалось, по принципам противотока и параллельного тока.



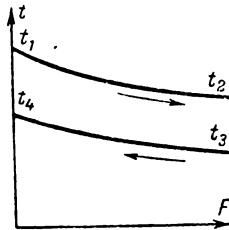
Фиг. 20-8. Температурные кривые для противотока.



Фиг. 20-9. Температурные кривые для прямотока.



Фиг. 20-10. График для определения среднелогарифмической разности температур при прямотоке.



Фиг. 20-11. График для определения среднелогарифмической разности температур при противотоке.

При противотоке конечная температура нагревающего тела может быть доведена до более высокой температуры, чем при параллельном токе.

Нижеприводимые графики показывают характер изменения температур при противотоке и параллельном токе (фиг. 20-8 и 20-9).

Напишем уравнение теплопередачи

$$Q = kF\Delta t_{cp}. \quad (20-6)$$

Здесь Δt_{cp} есть средняя разность температур.

Определим среднюю разность температур для теплообмена при параллельном токе.

Для нагревающей жидкости начальная температура t_1 , конечная температура t_2 . Для нагреваемой жидкости начальная температура t_3 , конечная температура t_4 (фиг. 20-10).

Средняя разность температур для нагревающей жидкости

$$t_{cp\ 1-2} = \frac{t_1 + t_2}{2}.$$

Средняя разность температур для нагреваемой жидкости

$$t_{cp\ 3-4} = \frac{t_3 + t_4}{2}.$$

Таким образом, средняя арифметическая разность температур определится из следующего равенства:

$$\Delta t_{cp} = \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{t_3 + t_4}{2}. \quad (20-7)$$

С целью получения более точного результата применяются формулы средней логарифмической разности температур, а именно:

для параллельного тока (фиг. 20-10)

$$\Delta t_{cp} = \frac{(t_1 - t_4) - (t_2 - t_3)}{\ln \frac{t_1 - t_3}{t_2 - t_4}}; \quad (20-8)$$

для противотока (фиг. 20-11)

$$\Delta t_{cp} = \frac{(t_1 - t_4) - (t_2 - t_3)}{\ln \frac{t_1 - t_4}{t_2 - t_3}}. \quad (20-9)$$

После определения средней разности температур поверхность нагрева теплообменного аппарата определится из уравнения

$$F = \frac{Q}{k \Delta t_{cp}} \text{ м}^2. \quad (20-10)$$

Задача 20-2. Определить поверхность нагрева сетевого подогревателя для следующих условий: $Q = 10\ 000\ 000 \text{ ккал/ч}$; давление греющего влажного насыщенного пара $1,5 \text{ atm}$; $x = 0,93$; диаметр труб $d_1/d_2 = 18/20 \text{ мм}$. Материал труб—латунь, для которой $\lambda = 80 \text{ ккал/м град час}$.

Температура воды при входе 40°C , при выходе из бойлера 90°C . Скорость движения воды в трубах $w = 1,4 \text{ м/сек}$.

Решение. При $p = 1,5$ и $x = 0,98$ имеем:

$$i_x = i' + rx = 110,92 + 531,9 \cdot 0,98 = 632,3 \text{ ккал/кг.}$$

Расход пара

$$D = \frac{Q}{i_1 - i'} = \frac{10\ 000\ 000}{632,3 - 110,92} = 19\ 182 \text{ кг/час.}$$

Коэффициент теплоотдачи от пара к стенке принимаем равным $5\ 500 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час.}$

Коэффициент теплоотдачи от стенки к воде принимаем

$$7\ 300 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час.}$$

Средняя разность температур по формуле (20-8)

$$\Delta t_{cp} = \frac{1 - \frac{\Delta t_m}{\Delta t_b}}{\ln \frac{\Delta t_b}{\Delta t_m}} \Delta t_b,$$

где

$$\Delta t_o = 110,92 - 40 = 70,92^\circ \text{C};$$

$$\Delta t_u = 110,92 - 90 = 20,92^\circ \text{C};$$

$$\Delta t_{cp} = \frac{\frac{1}{\lambda} \lg \frac{20,92}{70,92}}{2,3 \lg \frac{70,92}{20,92}} 70,92 = \frac{1 - 0,29}{2,3 \lg 3,4} 70,92 = \frac{50,35}{1,22} = 41,2^\circ.$$

Коэффициент теплопередачи

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

При

$$\delta = \frac{18 - 16}{2} = 1 \text{ м.м.; } \lambda = 80 \text{ ккал/м град час}$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{5500} + \frac{0,001}{80} + \frac{1}{7300}} =$$

$$= \frac{1}{0,000181 + 0,0000125 + 0,000137} = \frac{1}{0,0003305} = 3030 \text{ ккал/м}^2 \text{ град час.}$$

Поверхность нагрева сетевого подогревателя

$$F = \frac{Q}{k \Delta t_{cp}} = \frac{10000000}{3030 \cdot 41,2} = 80 \text{ м}^2.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Сушкин В. В., Техническая термодинамика, 1946.
 2. Михеев М. А., Основы теплопередачи, 1949.
 3. Шорин С. Н., Теплопередача, 1952.
 4. Литвин А. М., Теоретические основы теплотехники, 1950 и Техническая термодинамика, 1947.
 5. Рабинович О. М., Сборник задач по технической термодинамике, 1949.
 6. Кириллин В. А. и Шейндлин А. Е., Сборник задач по технической термодинамике, 1949.
 7. Носов М. В. и Кутырин Н. А., Сборник задач по технической термодинамике, 1934.
 8. Тареев В. М., Матвеев Г. А., Григорьев С. Н., Теплотехника, 1951.
 9. Лаговский А. А. и Пакшвер В. В., Тепловые электрические станции, 1948.
 10. Маргурова Т. Х., Тепловой расчет котлоагрегата, 1949.
 11. Нормы теплового расчета котельного агрегата ЦКТИ, 1945.
-

Приложения

СУХОЙ НАСЫЩЕННЫЙ ПАР И ВОДА НА КРИВОЙ НАСЫЩЕНИЯ
(по температуре)

<i>t</i>	<i>T</i>	<i>p</i>	<i>v'</i>	<i>v''</i>	<i>v'''</i>	<i>r'</i>	<i>r''</i>	<i>r</i>	<i>s'</i>	<i>s''</i>
0	273,16	0,006228	206,3	0,004847	0,000	597,3	0	597,3	0	2,1865
1	274,16	0,006694	192,7	0,005189	1,01	597,7	0,0037	2,1802		
5	278,16	0,008890	147,2	0,006793	5,03	599,5	0,0182	2,1554		
10	283,16	0,012513	106,42	0,009398	10,04	601,7	0,0361	2,1256		
15	288,16	0,017376	77,97	0,01282	15,04	603,9	0,0536	2,0972		
20	293,16	0,02383	57,84	0,01729	20,04	606,0	0,0708	2,0699		
25	298,16	0,03229	43,40	0,02304	25,03	608,2	0,0877	2,0438		
30	303,16	0,04325	32,93	0,03036	30,02	610,4	0,1043	2,0188		
35	308,16	0,05733	25,25	0,03960	35,01	612,6	0,1206	1,9948		
40	313,16	0,07520	19,55	0,05115	40,01	614,7	0,1367	1,9719		
45	318,16	0,09771	15,28	0,06545	45,00	616,8	0,1525	1,9499		
50	323,16	0,12578	12,05	0,08302	49,99	619,0	0,1681	1,9287		
55	328,16	0,16051	9,578	0,1044	54,98	621,1	0,1834	1,9084		
60	333,16	0,2031	6,010171	7,678	0,1302	59,98	0,1985	1,8889		
65	338,16	0,2550	0,0010199	6,201	0,1613	64,98	0,2134	1,8701		
70	343,16	0,3177	0,0010228	5,045	0,1982	69,98	0,2281	1,8521		
75	348,16	0,3931	0,0010258	4,133	0,2420	74,99	0,2426	1,8348		
80	353,16	0,4829	0,0010290	3,409	0,2933	80,00	0,2568	1,8180		
85	358,16	0,5894	0,0010324	2,828	0,3536	85,02	0,2709	1,8018		
90	363,16	0,7149	0,0010359	2,361	0,4235	90,04	0,2848	1,7862		
95	368,16	0,8619	0,0010396	1,982	0,5045	95,07	0,2986	1,7712		
100	373,16	1,0332	0,0010435	1,673	0,5977	100,10	0,3122	1,7566		
105	378,16	1,2318	0,419	0,7047	105,14	640,9	0,3256	1,7426		
110	383,16	1,4609	0,0010515	1,210	0,8263	110,19	0,3388	1,7289		
115	388,16	1,7239	0,0010558	1,037	0,9647	115,25	0,3519	1,7157		

<i>t</i>	<i>T</i>	<i>p</i>	<i>v'</i>	<i>v''</i>	<i>v'''</i>	<i>i'</i>	<i>i''</i>	<i>r</i>	<i>s'</i>	<i>s''</i>
120	393,16	2,0245	0,0010603	0,8917	1,122	120,3	646,4	526,1	0,3649	1,7027
125	398,16	2,3666	0,0010649	0,7704	1,298	125,4	648,1	522,7	0,3777	1,6005
130	403,16	2,7544	0,0010697	0,6683	1,496	130,5	649,8	519,3	0,3904	1,6784
135	408,16	3,192	0,0010747	0,5820	1,718	135,6	651,4	515,8	0,4029	1,6667
140	413,16	3,685	0,0010798	0,5087	1,966	140,7	653,0	512,3	0,4154	1,6553
145	418,16	4,237	0,0010851	0,4461	2,242	145,8	654,5	508,7	0,4277	1,6442
150	423,16	4,854	0,0010906	0,3926	2,547	151,0	656,0	505,0	0,4399	1,6333
155	428,16	5,540	0,0010962	0,3465	2,886	156,1	657,4	501,3	0,4520	1,6227
160	433,16	6,302	0,0011021	0,3068	3,259	161,3	658,7	497,4	0,4640	1,6124
165	438,16	7,146	0,0011081	0,2725	3,670	166,6	660,1	493,5	0,4759	1,6022
170	443,16	8,076	0,0011144	0,2426	4,122	171,8	661,3	489,5	0,4877	1,5923
175	448,16	9,101	0,0011208	0,2166	4,617	177,0	662,4	485,4	0,4994	1,5825
180	453,16	10,225	0,0011275	0,1939	5,157	182,3	663,5	481,3	0,5110	1,5730
185	458,16	11,456	0,0011344	0,1739	5,750	187,6	664,6	477,0	0,5225	1,5636
190	463,16	12,800	0,0011415	0,1564	6,395	192,9	665,5	472,6	0,5340	1,5543
195	468,16	14,265	0,0011489	0,1409	7,098	198,2	666,3	468,1	0,5454	1,5453
200	473,16	15,857	0,0011565	0,1272	7,863	203,6	667,1	463,5	0,5567	1,5362
205	478,16	17,585	0,0011644	0,1150	8,696	209,0	667,7	458,7	0,5679	1,5273
210	483,16	19,456	0,0011726	0,1044	9,578	214,4	668,3	453,9	0,5791	1,5185
215	488,16	21,477	0,0011812	0,09465	10,56	219,9	668,8	448,9	0,5903	1,5098
220	493,16	23,659	0,0011900	0,08606	11,62	225,4	669,1	443,7	0,6014	1,5011
225	498,16	26,007	0,0011992	0,07837	12,76	231,0	669,4	438,4	0,6124	1,4925
230	503,16	28,531	0,0012087	0,07147	13,99	236,5	669,5	433,0	0,6234	1,4840
235	508,16	31,239	0,0012187	0,06527	15,32	242,2	669,6	427,4	0,6344	1,4756
240	513,16	34,140	0,0012291	0,05967	16,76	247,8	669,5	421,7	0,6454	1,4671
245	518,16	37,244	0,0012399	0,05462	18,31	253,6	669,4	415,8	0,6563	1,4587
250	523,16	40,56	0,0012512	0,05005	19,98	259,4	669,0	409,6	0,6672	1,4503

СУХОЙ НАСЫЩЕННЫЙ ПАР И ВОДА НА КРИВОЙ НАСЫЩЕНИЯ
(по температуре)

<i>t</i>	<i>T</i>	<i>p</i>	<i>v'</i>	<i>v''</i>	<i>v'''</i>	<i>t'</i>	<i>t''</i>	<i>r</i>	<i>s'</i>	<i>s''</i>
255	528,16	44,10	0,0012631	0,04591	21,78	265,2	668,5	403,3	0,6782	1,4418
260	533,16	47,87	0,0012755	0,04215	23,72	271,1	667,9	396,8	0,6891	1,4334
265	538,16	51,88	0,0012886	0,03872	25,83	277,1	667,2	390,1	0,7000	1,4249
270	543,16	56,14	0,0013023	0,03560	28,09	283,1	666,3	383,2	0,7109	1,4163
275	548,16	60,66	0,0013168	0,03275	30,53	289,2	665,2	376,0	0,7219	1,4077
280	553,16	65,46	0,0013321	0,03013	33,19	295,4	663,9	368,5	0,7329	1,3990
285	558,16	70,54	0,0013483	0,02774	36,05	301,7	662,4	360,7	0,7439	1,3901
290	563,16	75,92	0,0013655	0,02553	39,17	308,1	660,7	352,6	0,7550	1,3811
295	568,16	81,60	0,0013839	0,02351	42,54	314,6	658,8	344,2	0,7662	1,3720
300	573,16	87,61	0,0014036	0,02164	46,21	321,2	656,6	335,4	0,7774	1,3626
305	578,16	93,95	0,001425	0,01992	50,20	328,0	654,2	326,2	0,7888	1,3530
310	583,16	100,64	0,001447	0,01831	54,61	334,9	651,4	316,5	0,8003	1,3431
315	588,16	107,69	0,001472	0,01683	59,42	342,0	648,3	306,3	0,8120	1,3328
320	593,16	115,13	0,001499	0,01545	64,74	349,2	644,8	295,6	0,8239	1,3221
325	598,16	122,95	0,001529	0,01417	70,56	356,7	640,9	284,2	0,8360	1,3111
330	603,16	131,18	0,001562	0,01297	77,09	364,5	636,7	272,2	0,8484	1,2996
335	608,16	139,85	0,001599	0,01184	84,47	372,5	631,8	259,3	0,8612	1,2875
340	613,16	148,96	0,001639	0,01078	92,77	380,9	626,2	245,3	0,8743	1,2745
345	618,16	158,54	0,001686	0,009771	102,3	389,8	619,9	230,1	0,8881	1,2604
350	623,16	168,63	0,001741	0,008805	113,6	399,2	612,5	213,3	0,9025	1,2448
355	628,16	179,24	0,001807	0,007869	127,1	409,4	603,6	194,2	0,9181	1,2273
360	633,16	190,42	0,001894	0,006943	144,1	420,7	592,6	171,9	0,9354	1,2069
365	638,16	202,21	0,00202	0,00600	166,7	434,1	578,2	144,1	0,9556	1,1814
370	643,16	214,68	0,00222	0,00493	202,4	452,0	556,7	104,7	0,9825	1,1453

$$t_k = 374,15 \text{ °C}.$$

$$p_k = 225,65 \text{ kPa}$$

$$v_k = 0,0033 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

<i>p</i>	<i>t</i>	<i>v'</i>	<i>v''</i>	<i>v'''</i>	<i>r'</i>	<i>r''</i>	<i>r'</i>	<i>s'</i>	<i>s''</i>
0,010	6,698	0,0010001	131,7	0,007593	6,73	600,2	593,5	0,0243	2,1450
0,020	17,204	0,0010013	68,26	0,01465	17,25	604,9	537,6	0,0612	2,0849
0,030	23,772	0,0010027	46,52	0,02149	23,80	607,8	583,8	0,0837	2,0501
0,040	28,641	0,0010041	35,46	0,02820	28,67	609,8	581,1	0,0999	2,0254
0,050	32,55	0,0010053	28,73	0,03481	32,58	611,5	579,0	0,1127	2,0065
0,060	35,82	0,0010064	24,18	0,04135	35,84	613,0	577,2	0,1233	1,9809
0,070	38,66	0,0010074	20,92	0,04780	38,67	614,1	575,5	0,1324	1,9780
0,080	41,16	0,0010084	18,45	0,05421	41,17	615,2	574,0	0,1402	1,9665
0,090	43,41	0,0010093	16,51	0,06058	43,41	616,2	572,8	0,1474	1,9555
0,10	45,45	0,0010101	14,95	0,06691	45,45	617,0	571,6	0,1540	1,9479
0,15	54,60	0,0010137	10,20	0,09804	53,58	620,5	567,0	0,1791	1,9139
0,20	59,67	0,0010169	7,789	0,1284	59,65	623,0	563,4	0,1976	1,8901
0,25	64,56	0,0010196	6,317	0,1583	64,51	625,0	560,5	0,2121	1,8718
0,30	68,68	0,0010221	5,324	0,1878	68,66	626,7	558,0	0,2242	1,8567
0,40	75,42	0,0010261	4,066	0,2459	75,41	629,5	554,1	0,2438	1,8333
0,50	80,86	0,0010296	3,299	0,3031	80,86	631,6	550,7	0,2593	1,8152
0,60	85,45	0,0010327	2,781	0,3595	85,47	633,5	548,0	0,2722	1,8004
0,70	89,45	0,0010355	2,409	0,4152	89,49	635,1	545,6	0,2833	1,7878
0,80	92,99	0,0010381	2,126	0,4704	93,05	636,4	543,4	0,2931	1,7771
0,90	96,18	0,0010405	1,904	0,5252	96,25	637,6	541,3	0,3019	1,7677
1,0	99,99	0,0010428	1,725	0,5797	99,18	638,7	539,5	0,3097	1,7592
1,5	110,79	0,0010521	1,180	0,8474	110,99	643,1	532,1	0,3409	1,7267
2,0	119,62	0,0010600	0,9019	1,109	119,94	646,3	526,4	0,3640	1,7039
2,5	126,79	0,0010666	0,7319	1,366	127,3	643,7	521,4	0,3823	1,6862

Приложение

<i>p</i>	<i>t</i>	<i>v'</i>	<i>v''</i>	<i>v'''</i>	<i>r</i>	<i>s'</i>	<i>s''</i>
3,0	132,88	0,0010726	0,6160	1,621	133,5	650,8	0,3976
3,5	138,19	0,0010780	0,55338	1,873	138,9	652,4	1,6716
4,0	142,92	0,0010829	0,4708	2,124	143,7	653,9	1,6594
4,5	147,20	0,0010875	0,4215	2,372	148,1	655,2	1,6488
5,0	151,11	0,0010918	0,3818	2,619	152,1	656,3	1,6394
6,0	158,08	0,0011000	0,3214	3,111	159,4	658,3	1,6310
7,0	164,17	0,0011071	0,2778	3,600	165,7	659,9	0,4594
8,0	169,61	0,0011140	0,2448	4,085	171,4	661,2	1,6163
9,0	174,53	0,0011202	0,2190	4,567	176,5	662,3	1,6163
10,0	179,04	0,0011262	0,1980	5,050	181,2	663,3	0,4740
12,0	187,08	0,0011372	0,1663	6,013	189,8	664,9	1,6039
14,0	194,13	0,0011475	0,1434	6,974	197,3	666,2	1,5931
16,0	200,43	0,0011572	0,1261	7,931	204,0	667,1	0,4983
18,0	206,14	0,0011662	0,1125	8,889	210,2	667,8	1,5834
20,0	211,38	0,0011751	0,1016	9,843	215,9	668,5	1,5748
22,0	216,23	0,0011834	0,09244	10,82	221,3	668,9	0,5272
24,0	220,75	0,0011914	0,08486	11,78	226,2	669,2	1,5598
26,0	224,99	0,0011992	0,07838	12,76	231,0	669,4	1,5468
28,0	228,98	0,0012067	0,07282	13,73	235,3	669,4	0,5435
30,0	232,76	0,0012142	0,06798	14,71	239,6	669,5	0,5355
32,0	236,35	0,0012215	0,06370	15,70	243,7	669,5	0,5355
34,0	239,77	0,0012285	0,05993	16,69	247,6	669,5	0,5254
36,0	243,04	0,0012355	0,05655	17,68	251,3	669,4	1,5161
38,0	246,17	0,0012424	0,05351	18,69	254,9	669,2	1,4925
40,0	249,18	0,0012493	0,05078	19,69	258,4	669,0	1,4925

<i>p</i>	<i>t</i>	<i>v'</i>	<i>v''</i>	γ'	γ''	<i>r'</i>	<i>r''</i>	<i>r</i>	<i>s'</i>	<i>s''</i>
45,0	256,23	0,0012663	0,04495	22,25	266,7	668,4	401,6	0,6809	1,4397	
50,0	262,70	0,0012326	0,04026	24,84	274,3	667,5	393,2	0,6950	1,4288	
55,0	268,69	0,0012986	0,03639	27,48	281,5	666,5	385,0	0,7081	1,4186	
60,0	274,29	0,0013147	0,03312	30,19	288,4	665,4	377,0	0,7203	1,4089	
65,0	279,54	0,0013307	0,03036	32,94	294,9	664,0	369,1	0,7318	1,3993	
70,0	284,48	0,0013466	0,02798	35,74	301,0	662,6	361,6	0,7428	1,3911	
75,0	289,17	0,0013626	0,02589	38,62	307,1	661,0	353,9	0,7532	1,3827	
80,0	293,62	0,0013787	0,02405	41,58	312,8	659,4	346,6	0,7632	1,3746	
85,0	297,86	0,0013951	0,02242	44,60	318,4	657,5	339,1	0,7726	1,3666	
90,0	301,92	0,0014115	0,02097	47,69	323,8	655,7	331,9	0,7817	1,3588	
95,0	305,80	0,0014283	0,01966	50,86	329,1	653,8	324,7	0,7906	1,3514	
100,0	309,53	0,0014453	0,01846	54,17	334,3	655,7	317,4	0,7992	1,3440	
110	316,58	0,001481	0,01638	61,03	344,2	647,1	302,9	0,8157	1,3295	
120	323,15	0,001518	0,01462	68,40	354,0	642,4	288,5	0,8316	1,3152	
130	329,30	0,001558	0,01314	76,13	363,3	637,3	274,0	0,8466	1,3012	
140	335,09	0,001600	0,01182	84,60	372,6	631,6	259,0	0,8614	1,2372	
150	340,55	0,001644	0,01067	93,74	381,9	625,6	243,7	0,8758	1,2730	
160	345,74	0,001693	0,009626	103,9	391,0	618,9	227,9	0,8901	1,2581	
170	350,66	0,001750	0,008680	115,2	400,4	611,4	211,0	0,9045	1,2426	
180	355,35	0,001812	0,007804	128,1	410,1	602,8	192,7	0,9192	1,2260	
190	359,82	0,001889	0,00697	143,4	420,2	592,9	172,7	0,9347	1,2077	
200	364,08	0,00199	0,00618	161,9	431,4	581,1	149,7	0,9515	1,1865	
210	368,16	0,00213	0,00535	187,0	444,6	566,0	121,4	0,9713	1,1608	
220	372,1	0,00239	0,00438	228	463,0	542,1	78,8	0,9893	1,125	
224	373,6	0,00265	0,00384	260	478,0	522,4	44,3	1,0228	1,0960	

ВОДА И ПЕРЕГРЕТАЙ ПАР

$p =$	0,01			0,02		
	t	$t_s = 6,698$	$i'' = 600,2$	$t_s = 17,204$	$i'' = 604,9$	
		$v'' = 131,7$	$s'' = 2,1150$	$v'' = 68,26$	$s'' = 2,0849$	
v	i	s	v	i	s	
0	0,0010002	0,0	0,0000	0,0010002	0,0	0,0000
10	133,2	601,7	2,1501	0,0010003	10,0	0,0361
20	137,9	606,1	2,1654	68,93	606,1	2,0888
30	142,6	610,6	2,1803	71,29	610,5	2,1037
40	147,3	615,0	2,1947	73,65	615,0	2,1181
50	152,0	619,5	2,2087	76,00	619,4	2,1321
100	175,5	642,0	2,2734	87,77	641,9	2,1970
150	199,1	664,7	2,3307	99,54	664,7	2,2543
200	222,6	687,7	2,3822	111,3	687,7	2,3057
250	246,1	711,0	2,4290	123,1	711,0	2,3527
300	269,7	734,7	2,4723	134,8	734,7	2,3959
350	293,2	758,8	2,5125	146,6	758,8	2,4361
400	316,7	783,3	2,5503	158,4	783,3	2,4739
450	340,3	808,1	2,5860	170,1	808,1	2,5096
500	363,8	833,4	2,6198	181,9	833,4	2,5434
550	387,3	859,1	2,6519	193,7	859,1	2,5756
600	410,8	885,2	2,6827	205,4	885,2	2,6063

$p =$	0,04			0,06		
	t	$t_s = 28,641$	$i'' = 609,8$	$t_s = 35,82$	$i'' = 613,0$	
		$v'' = 35,46$	$s'' = 2,0254$	$v'' = 24,18$	$s'' = 1,9909$	
v	i	s	v	i	s	
0	0,0010002	0,0	0,0000	0,0010002	0,0	0,0000
10	0,0010003	10,0	0,0361	0,0010003	10,0	0,0361
20	0,0010018	20,0	0,0708	0,0010018	20,0	0,0708
30	35,61	610,4	2,0271	0,0010044	30,0	0,1043
40	36,79	614,9	2,0415	24,50	614,8	1,9966
50	37,97	619,3	2,0555	25,29	619,3	2,0106
100	43,87	641,9	2,1205	29,24	641,8	2,0756
150	49,76	664,6	2,1778	33,17	664,6	2,1331
200	55,65	687,7	2,2293	37,09	687,6	2,1846
250	61,53	711,0	2,2762	41,02	711,0	2,2315
300	67,42	734,7	2,3195	44,94	734,7	2,2748
350	73,30	758,8	2,3597	48,86	758,8	2,3150
400	79,18	783,3	2,3975	52,79	783,3	2,3528
450	85,06	808,1	2,4332	56,71	808,1	2,3885
500	90,95	833,4	2,4670	60,63	833,4	2,4223
550	96,83	859,1	2,4992	64,55	859,1	2,4545
600	102,7	885,2	2,5300	68,47	885,2	2,4853

$p =$	0,08			0,10		
	$t_s = 41,16$		$t'' = 615,2$	$t_s = 45,45$		$t'' = 617,1$
	v'	i	s	v'	i	s
0	0,0010002	0,0	0,0000	0,0010002	0,0	0,0000
10	0,0010003	10,0	0,0361	0,0010003	10,0	0,0361
20	0,0010018	20,0	0,0708	0,0010018	20,0	0,0708
30	0,0010044	30,0	0,1043	0,0010044	30,0	0,1043
40	0,0010079	40,0	0,1367	0,0010079	40,0	0,1367
50	18,96	619,1	1,9787	15,15	619,1	1,9539
100	21,92	641,7	2,0438	17,53	641,6	2,0190
150	24,87	664,6	2,1013	19,89	664,5	2,0767
200	27,82	687,6	2,1529	22,25	687,6	2,1282
250	30,76	711,0	2,1998	24,61	711,0	2,1752
300	33,70	734,7	2,2431	26,96	734,7	2,2185
350	36,65	758,8	2,2833	29,32	758,8	2,2587
400	39,59	783,3	2,3211	31,67	783,2	2,2965
450	42,53	808,1	2,3568	34,02	808,1	2,3322
500	45,47	833,4	2,3906	36,38	833,4	2,3660
550	48,41	859,1	2,4228	38,73	859,	2,3982
600	51,35	885,2	2,4536	41,08	885,2	2,4290

$p =$	0,50			1,0		
	$t_s = 80,86$		$t'' = 631,6$	$t_s = 99,09$		$t'' = 638,7$
	v'	i	s	v'	i	s
0	0,0010002	0,0	0,0000	0,0010002	0,0	0,0000
10	0,0010003	10,0	0,0361	0,0010003	10,1	0,0361
20	0,0010018	20,0	0,0708	0,0010018	20,1	0,0708
30	0,0010044	30,0	0,1043	0,0010044	30,0	0,1043
40	0,0010079	40,0	0,1367	0,0010079	40,0	0,1367
50	0,0010121	50,0	0,1681	0,0010121	50,0	0,1681
100	3,485	640,5	1,8395	1,729	639,0	1,7600
150	3,966	663,8	1,8980	1,975	662,9	1,8201
200	4,441	687,2	1,9502	2,215	686,6	1,8728
250	4,916	710,7	1,9974	2,454	710,3	1,9205
300	5,388	734,5	2,0409	2,690	734,2	1,9341
350	5,859	758,6	2,0811	2,927	758,4	2,0045
400	6,331	783,1	2,1190	3,163	782,9	2,0424
450	6,802	808,0	2,1547	3,399	807,8	2,0782
500	7,273	833,3	2,1886	3,635	833,2	2,1120
550	7,744	859,0	2,2208	3,871	858,9	2,1443
600	8,215	885,1	2,2516	4,106	885,0	2,1751

$p =$	1,5			2,0		
	t	$t_s = 110,79$ $v'' = 1,180$		$t_s = 119,62$ $v'' = 0,9019$		$s'' = 1,7267$
		v	t	s	v	
0	0,0010001		0,0	0,0000	0,0010001	0,0
10	0,0010003		10,1	0,0361	0,0010003	10,1
20	0,0010018		20,1	0,0703	0,0010018	20,1
30	0,0010043		30,0	0,1043	0,0010043	30,0
40	0,0010078		40,0	0,1367	0,0010078	40,0
50	0,0010120		50,0	0,1681	0,0010120	50,0
100	0,0010434		100,1	0,3122	0,0010434	100,2
150	1,311	662,1	1,7738	0,9791	661,2	1,7404
200	1,473	686,1	1,8274	1,192	685,5	1,7948
250	1,633	709,9	1,8753	1,222	709,5	1,8430
300	1,791	733,9	1,9191	1,342	733,7	1,8870
350	1,949	758,1	1,9596	1,461	757,9	1,9276
400	2,107	782,7	1,9976	1,579	782,5	1,9656
450	2,265	807,7	2,0334	1,698	807,5	2,0015
500	2,422	833,0	2,0672	1,816	832,9	2,0354
550	2,580	858,8	2,0995	1,934	858,7	2,0677
600	2,737	884,9	2,1304	2,052	884,9	2,0986

$p =$	2,5			3,0		
	t	$t_s = 126,79$ $v'' = 0,7319$		$t_s = 132,88$ $v'' = 0,6160$		$s'' = 1,6862$
		v	t	s	v	
0	0,0010001		0,1	0,0000	0,0010001	0,1
10	0,0010002		10,1	0,0361	0,0010002	10,1
20	0,0010017		20,1	0,0703	0,0010017	20,1
30	0,0010043		30,1	0,1043	0,0010043	30,1
40	0,0010078		40,0	0,1367	0,0010078	40,0
50	0,0010120		50,0	0,1681	0,0010120	50,0
100	0,0010434		100,2	0,3122	0,0010434	100,2
150	0,7798	660,3	1,7143	0,6469	659,5	1,6926
200	0,8792	685,0	1,7693	0,7307	684,4	1,7482
250	0,9763	709,1	1,8179	0,8122	708,8	1,7972
300	1,072	733,4	1,8620	0,8926	733,0	1,8416
350	1,168	757,7	1,9028	0,9723	757,5	1,8824
400	1,263	782,4	1,9408	1,052	782,2	1,9205
450	1,358	807,4	1,9768	1,131	807,2	1,9565
500	1,452	832,8	2,0107	1,210	832,7	1,9905
550	1,547	858,6	2,0430	1,289	858,5	2,0229
600	1,641	884,8	2,0739	1,367	884,7	2,0538

$p =$	4,0			5,0			
	t	$t_s = 142,92$ $v'' = 0,4708$		$t_s = 151,11$ $v'' = 0,3818$		t	
		v	i	s	v		
0	0	0,0010000	0,1	0,0000	0,0009999	0,1	0,0000
10	0	0,0010002	10,1	0,0361	0,0010001	10,2	0,0361
20	0	0,0010017	20,1	0,0708	0,0010016	20,1	0,0708
30	0	0,0010042	30,1	0,1043	0,0010042	30,1	0,1043
40	0	0,0010077	40,1	0,1367	0,0010077	40,1	0,1367
50	0	0,0010119	50,0	0,1680	0,0010119	50,0	0,1680
100	0	0,0010433	100,2	0,3121	0,0010433	100,2	0,3121
150	0	0,4806	657,6	1,6576	0,0010906	151,0	0,4399
200	0	0,5451	683,2	1,7148	0,4336	682,1	1,6882
250	0	0,6070	708,0	1,7644	0,4839	707,2	1,7387
300	0	0,6678	732,5	1,8091	0,5329	731,9	1,7838
350	0	0,7280	757,0	1,8502	0,5814	756,6	1,8250
400	0	0,7878	781,8	1,8885	0,6294	781,5	1,8535
450	0	0,8473	807,0	1,9245	0,6772	806,7	1,8996
500	0	0,9067	832,4	1,9586	0,7248	832,2	1,9338
550	0	0,9660	858,3	1,9910	0,7723	858,1	1,9662
600	0	1,025	884,5	2,0219	0,8197	884,3	1,9972

$p =$	6,0			7,0			
	t	$t_s = 158,08$ $v'' = 0,3214$		$t_s = 164,17$ $v'' = 0,2778$		t	
		v	i	s	v		
0	0	0,0009999	0,1	0,0000	0,0009999	0,2	0,0000
10	0	0,0010001	10,2	0,0361	0,0010000	10,2	0,0361
20	0	0,0010016	20,2	0,0708	0,0010015	20,2	0,0708
30	0	0,0010041	30,1	0,1043	0,0010041	30,2	0,1043
40	0	0,0010077	40,1	0,1367	0,0010076	40,1	0,1367
50	0	0,0010118	50,1	0,1680	0,0010118	50,1	0,1680
100	0	0,0010432	100,2	0,3121	0,0010432	100,2	0,3121
150	0	0,0010906	151,0	0,4399	0,0010904	151,0	0,4398
200	0	0,3593	680,9	1,6660	0,3062	679,6	1,6470
250	0	0,4018	706,4	1,7174	0,3431	705,6	1,6992
300	0	0,4430	731,3	1,7629	0,3788	730,7	1,7452
350	0	0,4836	756,1	1,8045	0,4138	755,7	1,7869
400	0	0,5238	781,1	1,8430	0,4484	780,7	1,8256
450	0	0,5638	806,3	1,8792	0,4827	806,1	1,8619
500	0	0,6035	831,9	1,9135	0,5169	831,7	1,8962
550	0	0,6432	857,9	1,9460	0,5510	857,7	1,9288
600	0	0,6828	884,2	1,9770	0,5849	884,0	1,9598

$p =$	8,0			9,0		
	t	$t_s = 169,61$	$i'' = 661,2$	$t_s = 174,53$	$i'' = 662,3$	
		$v'' = 0,2448$	$s'' = 1,5931$	$v'' = 0,2190$	$s'' = 1,5834$	
v	i	s	v	i	s	
0	0,0009998	0,2	0,0000	0,0009997	0,2	0,0000
10	0,0010000	10,2	0,0361	0,0009999	10,2	0,0361
20	0,0010015	20,2	0,0708	0,0010015	20,2	0,0707
30	0,0010040	30,2	0,1042	0,0010040	30,2	0,1042
40	0,0010076	40,2	0,1366	0,0010075	40,2	0,1366
50	0,0010118	50,1	0,1680	0,0010117	50,1	0,1680
100	0,0010431	100,3	0,3120	0,0010431	100,3	0,3120
150	0,0010904	151,1	0,4398	0,0010903	151,1	0,4398
200	0,2662	678,3	1,6302	0,2353	677,0	1,6151
250	0,2992	704,7	1,6835	0,2649	703,9	1,6692
300	0,3306	730,1	1,7297	0,2930	729,5	1,7159
350	0,3614	755,2	1,7716	0,3207	754,7	1,7581
400	0,3918	780,4	1,8104	0,3478	780,0	1,7971
450	0,4220	805,8	1,8469	0,3747	805,5	1,8336
500	0,4520	831,4	1,8813	0,4014	831,2	1,8680
550	0,4818	857,5	1,9139	0,4280	857,3	1,9007
600	0,5116	883,8	1,9450	0,4545	883,6	1,9318

$p =$	10,0			15,0		
	t	$t_s = 179,04$	$i'' = 663,3$	$t_s = 197,36$	$i'' = 666,7$	
		$v'' = 0,1980$	$s'' = 1,5749$	$v'' = 0,1342$	$s'' = 1,5410$	
v	i	s	v	i	s	
0	0,0009997	0,2	0,0000	0,0009994	0,4	0,0000
10	0,0009999	10,3	0,0361	0,0009997	10,4	0,0361
20	0,0010014	20,3	0,0707	0,0010012	20,4	0,0707
30	0,0010040	30,2	0,1042	0,0010037	30,3	0,1042
40	0,0010075	40,2	0,1366	0,0010073	40,3	0,1366
50	0,0010117	50,2	0,1680	0,0010115	50,2	0,1680
100	0,0010430	100,3	0,3120	0,0010427	100,4	0,3119
150	0,0010902	151,1	0,4398	0,0010399	151,2	0,4396
200	0,2104	675,7	1,6013	0,1353	668,4	1,5447
250	0,2375	703,0	1,6563	0,1552	698,6	1,6052
300	0,2632	728,9	1,7035	0,1732	725,8	1,6548
350	0,2881	754,3	1,7460	0,1903	751,9	1,6984
400	0,3126	779,6	1,7851	0,2070	777,8	1,7383
450	0,3369	805,2	1,8217	0,2235	803,6	1,7754
500	0,3610	831,0	1,8562	0,2398	829,7	1,8104
550	0,3850	857,1	1,8889	0,2559	856,0	1,8433
600	0,4089	883,5	1,9201	0,2719	882,6	1,8747

$p =$	20,0			25		
	$t_s = 211,38$		$i'' = 668,5$	$t_s = 222,90$		$i'' = 669,3$
	$v'' = 0,1016$	$s'' = 1,5161$		$v'' = 0,08150$	$s'' = 1,4961$	
t	v	i	s	v	i	s
0	0,0009992	0,5	0,0000	0,0009989	0,6	0,0000
10	0,0009994	10,5	0,0360	0,0009992	10,6	0,0360
20	0,0010010	20,5	0,0707	0,0010007	20,6	0,0706
30	0,0010035	30,4	0,1042	0,0010033	30,5	0,1041
40	0,0010070	40,4	0,1366	0,0010068	40,5	0,1365
50	0,0010112	50,4	0,1679	0,0010110	50,4	0,1678
100	0,0010424	100,5	0,3118	0,0010422	100,6	0,3117
150	0,0010896	151,2	0,4395	0,0010893	151,3	0,4393
200	0,0011561	203,6	0,5564	0,0011556	203,7	0,5563
250	0,1139	693,8	1,5663	0,08896	688,6	1,5338
300	0,1281	722,5	1,6187	0,1010	719,2	1,5897
350	0,1414	749,5	1,6639	0,1120	747,0	1,6362
400	0,1542	775,8	1,7046	0,1225	773,9	1,6778
450	0,1668	802,1	1,7422	0,1327	800,5	1,7160
500	0,1791	828,5	1,7775	0,1427	827,2	1,7516
550	0,1913	855,0	1,8107	0,1526	854,0	1,7852
600	0,2034	881,7	1,8422	0,1623	880,9	1,8169

$p =$	30			40		
	$t_s = 232,76$		$i'' = 669,5$	$t_s = 249,18$		$i'' = 669,0$
	$v'' = 0,06798$	$s'' = 1,4794$		$v'' = 0,05078$	$s'' = 1,4517$	
t	v	i	s	v	i	s
0	0,0009987	0,7	0,0000	0,0009982	1,0	0,0001
10	0,0009990	10,7	0,0360	0,0009985	10,9	0,0360
20	0,0010005	20,7	0,0706	0,0010001	20,9	0,0705
30	0,0010031	30,6	0,1041	0,0010027	30,9	0,1040
40	0,0010066	40,6	0,1364	0,0010062	40,8	0,1364
50	0,0010108	50,6	0,1677	0,0010103	50,8	0,1677
100	0,0010419	100,6	0,3116	0,0010414	100,8	0,3114
150	0,0010890	151,4	0,4392	0,0010883	151,5	0,4390
200	0,0011552	203,7	0,5560	0,0011542	203,8	0,5555
250	0,07220	682,8	1,5050	0,05090	669,7	1,4528
300	0,08290	715,6	1,5649	0,06016	708,0	1,5230
350	0,09240	744,5	1,6131	0,06786	739,1	1,5749
400	0,1014	772,0	1,6555	0,07493	768,0	1,6193
450	0,1100	799,0	1,6943	0,08164	795,9	1,6593
500	0,1185	825,9	1,7304	0,08814	823,4	1,6962
550	0,1268	852,9	1,7642	0,09448	850,8	1,7306
600	0,1350	880,0	1,7961	0,1007	878,3	1,7629

$p =$	50			60		
	t	$t_s = 262,70$	$t'' = 667,5$	$t_s = 274,19$	$t'' = 665,4$	
		$v'' = 0,04026$	$s'' = 1,4288$	$v'' = 0,03312$	$s'' = 1,4089$	
v	i	s	v	i	s	
0	0,0009977	1,2	0,0001	0,0009972	1,4	0,0001
10	0,0009981	11,2	0,0359	0,0009976	11,4	0,0359
20	0,0009997	21,1	0,0705	0,0009992	21,3	0,0705
30	0,0010022	31,1	0,1040	0,0010018	31,3	0,1039
40	0,0010057	41,0	0,1363	0,0010053	41,2	0,1362
50	0,0010099	51,0	0,1675	0,0010095	51,2	0,1674
100	0,0010409	101,0	0,3112	0,0010404	101,2	0,3110
150	0,0010877	151,7	0,4387	0,0010870	151,8	0,4385
200	0,0011532	203,9	0,5551	0,0011522	204,0	0,5547
250	0,0012494	259,3	0,6666	0,0012477	259,3	0,6661
300	0,04637	699,7	1,4870	0,03705	690,3	1,4539
350	0,05307	733,6	1,5435	0,04316	727,6	1,5161
400	0,05903	763,8	1,5901	0,04842	759,5	1,5651
450	0,06460	792,6	1,6314	0,05323	789,3	1,6079
500	0,06993	820,8	1,6691	0,05779	818,2	1,6465
550	0,07511	848,7	1,7041	0,06219	846,5	1,6820
600	0,08018	876,5	1,7369	0,06648	874,7	1,7153

$p =$	70			80		
	t	$t_s = 284,48$	$t'' = 662,6$	$t_s = 293,62$	$t'' = 659,4$	
		$v'' = 0,02798$	$s'' = 1,3911$	$v'' = 0,02405$	$s'' = 1,3746$	
v	i	s	v	i	s	
0	0,0009967	1,7	0,0001	0,0009962	1,9	0,0001
10	0,0009972	11,6	0,0359	0,0009967	11,9	0,0358
20	0,0009988	21,6	0,0704	0,0009983	21,8	0,0703
30	0,0010014	31,5	0,1038	0,0010009	31,7	0,1037
40	0,0010049	41,4	0,1361	0,0010045	41,6	0,1360
50	0,0010090	51,4	0,1673	0,0010086	51,6	0,1672
100	0,0010399	101,3	0,3108	0,0010394	101,5	0,3106
150	0,0010864	152,0	0,4382	0,0010858	152,1	0,4380
200	0,0011513	204,1	0,5543	0,0011504	204,2	0,5539
250	0,0012459	259,3	0,6655	0,0012442	259,3	0,6648
300	0,03025	679,6	1,4214	0,02497	667,4	1,3887
350	0,03606	721,3	1,4913	0,03067	714,6	1,4678
400	0,04082	755,1	1,5431	0,03510	750,4	1,5231
450	0,04510	785,9	1,5873	0,03899	782,4	1,5690
500	0,04912	815,5	1,6269	0,04260	812,8	1,6096
550	0,05296	844,4	1,6631	0,04604	842,2	1,6464
600	0,05669	872,9	1,6968	0,04935	871,2	1,6805

$p =$	90			100		
	t	$t_s = 301,92$ $v'' = 0,02097$		$t_s = 309,53$ $v'' = 0,01846$		$i'' = 655,7$ $s'' = 1,3588$
		v	i	s	v	
0	0	0,0009957	2,2	0,0001	0,0009952	2,4
10	0	0,0009962	12,1	0,0358	0,0009958	12,3
20	0	0,0009979	22,0	0,0703	0,0009975	22,2
30	0	0,0010005	31,9	0,1037	0,0010001	32,1
40	0	0,0010040	41,8	0,1359	0,0010036	42,1
50	0	0,0010082	51,8	0,1670	0,0010077	52,0
100	0	0,0010389	101,7	0,3104	0,0010384	101,9
150	0	0,0010851	152,3	0,4377	0,0010845	152,4
200	0	0,0011494	204,3	0,5534	0,0011485	204,4
250	0	0,0012424	259,4	0,6643	0,0012408	259,4
300	0	0,0014023	321,1	0,7770	0,0013978	320,9
350	0	0,02645	707,3	1,4457	0,02301	699,6
400	0	0,03065	745,6	1,5046	0,02705	740,6
450	0	0,03425	778,9	1,5523	0,03043	775,4
500	0	0,03754	810,0	1,5939	0,03348	807,2
550	0	0,04066	840,0	1,6314	0,03634	837,7
600	0	0,04365	869,3	1,6660	0,03907	867,5

$p =$	120			140		
	t	$t_s = 323,15$ $v'' = 0,01462$		$t_s = 335,09$ $v'' = 0,01182$		$i'' = 642,4$ $s'' = 1,3152$
		v	i	s	v	
0	0	0,0009943	2,9	0,0002	0,0009933	3,3
10	0	0,0009949	12,8	0,0357	0,0009940	13,2
20	0	0,0009966	22,7	0,0701	0,0009958	23,1
30	0	0,0009993	32,6	0,1034	0,0009985	33,0
40	0	0,0010028	42,5	0,1356	0,0010019	42,9
50	0	0,0010069	52,4	0,1667	0,0010061	52,8
100	0	0,0010375	102,2	0,3098	0,0010365	102,6
150	0	0,0010832	152,7	0,4370	0,0010820	153,0
200	0	0,0011466	204,6	0,5524	0,0011448	204,8
250	0	0,0012376	259,4	0,6626	0,0012345	259,4
300	0	0,0013896	320,2	0,7736	0,0013819	319,7
350	0	0,01772	682,0	1,3805	0,01373	660,1
400	0	0,02163	730,0	1,4550	0,01769	718,5
450	0	0,02469	767,8	1,5088	0,02057	759,9
500	0	0,02739	801,5	1,5538	0,02302	795,6
550	0	0,03087	833,2	1,5935	0,02524	828,5
600	0	0,03222	863,8	1,6296	0,02732	860,0

$p =$	160			180			
	t	$t_s = 345,47$ $v'' = 0,009626$		$i'' = 618,9$ $s'' = 1,2581$		$t_s = 355,35$ $v'' = 0,007804$	
		v	i	s	v	i	
0	0	0,0009924	3,8	0,0002	0,0009914	4,3	
10	10	0,0009932	13,6	0,0356	0,0009922	14,1	
20	20	0,0009950	23,5	0,0699	0,0009941	24,0	
30	30	0,0009976	33,4	0,1031	0,0009968	33,8	
40	40	0,0010011	43,3	0,1352	0,0010003	43,7	
50	50	0,0010052	53,2	0,1663	0,0010044	53,6	
100	100	0,0010356	103,0	0,3091	0,0010347	103,3	
150	150	0,0010808	153,3	0,4361	0,0010796	153,6	
200	200	0,0011430	205,0	0,5509	0,0011412	205,2	
250	250	0,0012313	259,4	0,6604	0,0012283	259,5	
300	300	0,0013745	319,3	0,7698	0,0013677	319,0	
350	350	0,01033	630,9	1,2775	0,001707	396,7	
400	400	0,01469	706,0	1,3941	0,01230	691,8	
450	450	0,01746	751,7	1,4598	0,01503	743,1	
500	500	0,01974	789,6	1,5103	0,01718	783,3	
550	550	0,02177	823,9	1,5532	0,01906	819,0	
600	600	0,02365	836,2	1,5915	0,02079	852,4	

$p =$	200			220			
	t	$t_s = 364,08$ $v'' = 0,00618$		$i'' = 581,1$ $s'' = 1,1867$		$t_s = 372,1$ $v'' = 0,00428$	
		v	i	s	v	i	
0	0	0,0009905	4,7	0,0003	0,0009896	5,2	
10	10	0,0009914	14,6	0,0355	0,0009905	15,0	
20	20	0,0009933	24,4	0,0697	0,0009924	24,8	
30	30	0,0009960	34,3	0,1028	0,0009952	34,7	
40	40	0,0009995	44,1	0,1348	0,0009986	44,5	
50	50	0,0010036	54,0	0,1658	0,0010027	54,4	
100	100	0,0010337	103,7	0,3085	0,0010328	104,0	
150	150	0,0010784	153,9	0,4351	0,0010772	154,2	
200	200	0,0011395	205,4	0,5496	0,0011379	205,5	
250	250	0,0012253	259,5	0,6583	0,0012224	259,5	
300	300	0,0013611	318,6	0,7663	0,0013548	318,2	
350	350	0,001665	393,4	0,8913	0,001636	390,9	
400	400	0,01031	675,4	1,3317	0,00857	657,1	
450	450	0,01305	733,6	1,4146	0,01141	723,7	
500	500	0,01513	776,8	1,4728	0,01344	770,1	
550	550	0,01690	814,0	1,5196	0,01512	809,0	
600	600	0,01850	848,5	1,5601	0,01663	844,5	

<i>p</i> =	240			260		
	<i>t</i>	<i>v</i>	<i>i</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>i</i>
0	0,0009887	5,7	0,0003	0,0009877	6,1	0,0003
10	0,0009897	15,5	0,0355	0,0009888	15,9	0,0354
20	0,0009916	25,3	0,0695	0,0009908	25,7	0,0695
30	0,0009944	35,1	0,1026	0,0009936	35,5	0,1025
40	0,0009978	44,9	0,1345	0,0009970	45,3	0,1343
50	0,0010019	54,8	0,1655	0,0010011	55,2	0,1653
100	0,0010318	104,4	0,3078	0,0010309	104,7	0,3075
150	0,0010760	154,5	0,4342	0,0010749	154,8	0,4337
200	0,0011362	205,7	0,5481	0,0011345	205,9	0,5478
250	0,0012197	259,6	0,6562	0,0012169	259,6	0,6552
300	0,0013488	318,0	0,7629	0,0013432	317,8	0,7612
350	0,0016111	388,7	0,8818	0,001590	387,1	0,8778
400	0,00707	635,5	1,2603	0,00563	607,9	1,2149
450	0,01004	713,2	1,3720	0,00888	702,3	1,3507
500	0,01202	763,0	1,4388	0,01082	755,9	1,4226
550	0,01364	803,8	1,4899	0,01239	798,5	1,4760
600	0,01507	840,4	1,5330	0,01375	836,3	1,5206

<i>p</i> =	280			300		
	<i>t</i>	<i>v</i>	<i>i</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>i</i>
0	0,0009868	6,6	0,0003	0,0009859	7,1	0,0003
10	0,0009880	16,4	0,0354	0,0009871	16,8	0,0354
20	0,0009900	26,2	0,0694	0,0009892	26,6	0,0693
30	0,0009928	36,0	0,1023	0,0009920	36,4	0,1022
40	0,0009962	45,8	0,1341	0,0009954	46,2	0,1339
50	0,0010003	55,6	0,1651	0,0009995	56,0	0,1649
100	0,0010300	105,1	0,3073	0,0010291	105,5	0,3069
150	0,0010737	155,1	0,4333	0,0010726	155,4	0,4328
200	0,0011328	206,1	0,5470	0,0011312	206,3	0,5463
250	0,0012143	259,7	0,6542	0,0012117	259,7	0,6531
300	0,0013379	317,5	0,7597	0,0013327	317,2	0,7581
350	0,001571	385,6	0,8739	0,001552	384,2	0,8704
400	0,00425	570,1	1,1550	0,00308	524,0	1,0841
450	0,00787	690,5	1,3291	0,00699	677,8	1,3068
500	0,00978	748,5	1,4066	0,00888	740,6	1,3910
550	0,01130	793,3	1,4627	0,01037	787,5	1,4497
600	0,01262	832,1	1,5089	0,01164	827,8	1,4974

**ЭНТАЛЬПИЯ ВОДЯНОГО ПАРА В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ
ОБЛАСТИ**

<i>t, °C</i>	<i>p, кг/см²</i>							
	230	240	250	260	270	280	290	300
350	389,7	388,7	387,8	387,1	386,3	385,6	384,9	384,2
360	408,8	407,1	405,6	404,3	403,1	402,0	401,0	400,0
370	436,6	432,1	428,4	425,4	423,0	421,1	419,3	417,6
380	580,1	530,2	470,1	458,3	451,1	446,2	442,1	438,3
390	621,7	605,8	584,2	556,7	521,0	491,4	477,2	468,6
400	646,8	635,5	622,8	607,9	590,7	570,1	547,8	524,0
410	665,6	656,6	646,9	636,3	624,7	611,9	597,9	581,9
420	681,0	673,5	665,6	657,2	648,1	638,2	627,6	616,0
430	694,7	688,2	681,4	674,2	666,7	658,7	650,2	641,1

Физические константы для воды

Темпера- тура, °C	Теплопровод- ность, ккал/м час град	Абсолютная вязкость, кг сек/м³	Темпера- тура, °C	Теплопровод- ность, ккал/м час град	Абсолютная вязкость, кг сек/м³
0	0,474	$183,7 \cdot 10^{-6}$	90	0,585	$32,2 \cdot 10^{-6}$
10	0,494	$133,0 \cdot 10^{-6}$	100	0,587	$28,8 \cdot 10^{-6}$
20	0,515	$102,0 \cdot 10^{-6}$	120	0,590	$23,5 \cdot 10^{-6}$
30	0,531	$81,7 \cdot 10^{-6}$	140	0,599	$20,0 \cdot 10^{-6}$
40	0,545	$66,6 \cdot 10^{-6}$	160	0,587	$17,5 \cdot 10^{-6}$
50	0,557	$56,0 \cdot 10^{-6}$	180	0,586	$15,6 \cdot 10^{-6}$
60	0,567	$48,0 \cdot 10^{-6}$	200	0,570	$14,2 \cdot 10^{-6}$
70	0,574	$41,4 \cdot 10^{-6}$	220	0,555	$12,8 \cdot 10^{-6}$
80	0,580	$36,3 \cdot 10^{-6}$	240	0,540	$11,7 \cdot 10^{-6}$
			250	0,531	$11,2 \cdot 10^{-6}$

Физические константы для воздуха и дымовых газов среднего состава

Температура, °C	Воздух		Дымовые газы	
	Теплопровод- ность, ккал/м час град	Динамическая вяз- кость, кг сек/m³	Теплопровод- ность, ккал/м час град	Динамическая вяз- кость, кг сек/m³
0	0,0210	$1,75 \cdot 10^{-6}$	0,0190	$1,61 \cdot 10^{-6}$
100	0,0268	$2,23 \cdot 10^{-6}$	0,0252	$2,08 \cdot 10^{-6}$
200	0,0322	$2,65 \cdot 10^{-6}$	0,0311	$2,50 \cdot 10^{-6}$
300	0,0376	$3,03 \cdot 10^{-6}$	0,0369	$2,88 \cdot 10^{-6}$
400	0,0422	$3,36 \cdot 10^{-6}$	0,0427	$3,23 \cdot 10^{-6}$
500	0,0469	$3,68 \cdot 10^{-6}$	0,0485	$3,55 \cdot 10^{-6}$
600	0,0514	$3,98 \cdot 10^{-6}$	0,0541	$3,86 \cdot 10^{-6}$
700	0,0556	$4,26 \cdot 10^{-6}$	0,0596	$4,15 \cdot 10^{-6}$
800	0,0602	$4,52 \cdot 10^{-6}$	0,0651	$4,42 \cdot 10^{-6}$
900	0,0636	$4,76 \cdot 10^{-6}$	0,0703	$4,68 \cdot 10^{-6}$
1 000	0,0674	$5,00 \cdot 10^{-6}$	0,0754	$4,93 \cdot 10^{-6}$
1 100	0,0710	$5,22 \cdot 10^{-6}$	0,0804	$5,17 \cdot 10^{-6}$
1 200	0,0745	$5,44 \cdot 10^{-6}$	0,0853	$5,40 \cdot 10^{-6}$

СРЕДНЯЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА, ОТСЧИТАННАЯ

ЧАЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ НАСЫЩЕНИЯ (по М. П. Вукаловичу), $C_{ptm} \frac{\text{ккал}}{\text{кг град}}$

420	440	460	480	500	520	540	560	580	600	620	640	660	680	700
0,481	0,482	0,483	0,484	0,485	0,487	0,488	0,489	0,491	0,492	0,493	0,495	0,496	0,498	0,499
0,503	0,504	0,504	0,504	0,505	0,505	0,506	0,507	0,508	0,508	0,510	0,511	0,512	0,513	0,514
0,525	0,524	0,524	0,523	0,523	0,523	0,523	0,523	0,524	0,524	0,525	0,525	0,526	0,527	
0,564	0,561	0,559	0,557	0,556	0,553	0,552	0,551	0,550	0,549	0,549	0,548	0,548	0,548	0,548
0,605	0,599	0,594	0,589	0,586	0,583	0,580	0,577	0,575	0,573	0,572	0,571	0,570	0,569	0,568
0,645	0,636	0,629	0,622	0,616	0,611	0,607	0,603	0,600	0,597	0,594	0,592	0,590	0,589	0,587
0,686	0,673	0,663	0,654	0,646	0,640	0,634	0,629	0,624	0,620	0,616	0,613	0,610	0,608	0,606
0,728	0,712	0,699	0,687	0,677	0,669	0,661	0,654	0,648	0,643	0,638	0,634	0,630	0,627	0,624
0,773	0,734	0,737	0,722	0,710	0,699	0,690	0,681	0,673	0,667	0,661	0,656	0,651	0,647	0,643
0,824	0,798	0,777	0,760	0,744	0,731	0,719	0,708	0,699	0,691	0,684	0,678	0,672	0,667	0,662
0,876	0,845	0,820	0,798	0,779	0,763	0,749	0,737	0,726	0,716	0,708	0,700	0,693	0,687	0,682
0,934	0,896	0,865	0,835	0,817	0,798	0,781	0,766	0,754	0,743	0,733	0,724	0,716	0,708	0,702
0,999	0,952	0,915	0,881	0,857	0,835	0,816	0,799	0,784	0,771	0,759	0,748	0,739	0,731	0,723
1,068	1,012	0,967	0,93	0,899	0,873	0,851	0,831	0,814	0,799	0,785	0,773	0,763	0,753	0,745
1,147	1,079	1,025	0,94	0,946	0,915	0,889	0,866	0,847	0,829	0,814	0,800	0,788	0,777	0,767
1,232	1,151	1,086	1,02	0,994	0,959	0,929	0,903	0,881	0,861	0,843	0,828	0,815	0,802	0,791
1,330	1,232	1,155	1,09	1,047	1,007	0,972	0,943	0,918	0,895	0,875	0,858	0,842	0,828	0,816
1,440	1,322	1,232	1,16	1,106	1,059	1,019	0,986	0,957	0,932	0,910	0,890	0,873	0,857	0,843
1,571	1,427	1,319	1,22	1,171	1,118	1,072	1,034	1,001	0,972	0,947	0,925	0,905	0,888	0,872
1,729	1,551	1,421	1,35	1,247	1,184	1,132	1,088	1,050	1,018	0,990	0,965	0,943	0,923	0,905
1,905	1,699	1,541	1,42	1,333	1,260	1,200	1,149	1,106	1,069	1,037	1,009	0,984	0,962	0,942
2,161	1,880	1,687	1,5	1,437	1,350	1,280	1,221	1,172	1,129	1,093	1,062	1,034	1,008	0,984
2,502	2,129	1,882	1,7	1,573	1,470	1,385	1,315	1,257	1,207	1,164	1,127	1,094	1,065	1,038
3,058	2,521	2,183	1,9	1,780	1,648	1,542	1,455	1,383	1,322	1,270	1,225	1,185	1,150	1,118



Цена 10 р. 30 к.

103

А. М. ВОРОНОВ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕПЛОТЕХНИКИ



ГОСЭНЕРГОИЗДАТ