

Министерство образования и науки Российской Федерации

**Орский гуманитарно-технологический институт (филиал)
Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»**

О. С. Ануфриенко

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССОБМЕН

*Утверждено редакционно-издательским советом
Орского гуманитарно-технологического института (филиала) ОГУ
в качестве учебного пособия*



Орск2011

УДК 621.036
ББК 31.38
А73

Научный редактор

Белашов В. И., доктор физико-математических наук,
профессор кафедры физики
ГОУ ВПО «Казанский энергетический университет»

Рецензенты:

Братковский Е. В., кандидат технических наук, доцент,
заведующий кафедрой металлургических технологий Новотроицкого
филиала «Государственного технологического университета
"Московский институт стали и сплавов"»;

Чурсин В. Б., кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры общих и профессиональных дисциплин
ГОУ ВПО «Самарский государственный университет
путей сообщения» (филиал в г. Орске)

А73 Ануфриенко, О. С. Техническая термодинамика и теплообмен : учебное пособие / О. С. Ануфриенко. – Орск : Издательство Орского гуманитарно-технологического института (филиала) ОГУ, 2011. – 266 с. – ISBN 978-5-8424-0487-2.

Настоящее учебное пособие составлено на основании программ курсов «Физико-технические основы теплоэнергетики», «Теоретические основы теплотехники», «Теплотехника», «Перенос энергии и массы, основы теплотехники и аэродинамики», читаемых в Орском гуманитарно-технологическом институте студентам механико-технологического факультета.

ISBN 978-5-8424-0487-2

© Ануфриенко О. С., 2011
© Издательство Орского гуманитарно-
технологического института (филиала) ОГУ, 2011

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
1 ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ЕЕ ЗАКОНЫ	7
1.1 Предмет технической термодинамики и ее задачи.....	7
1.2 Закон сохранения и превращения энергии и следствия из него	8
1.3 Теплота и работа.....	11
1.4 Первый закон термодинамики	12
1.5 Основные параметры состояния рабочего тела	14
2 ГАЗЫ И ГАЗОВЫЕ СМЕСИ	17
2.1 Уравнение состояния газов	17
2.2 Определение газовой постоянной	19
2.3 Уравнение состояния и газовая постоянная смеси газов	21
3 РАБОТА И ТЕПЛОТА ГАЗОВОГО ПРОЦЕССА. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ГАЗА И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ	26
3.1 Термодинамические процессы. Обратимые и реальные процессы	26
3.2 Графическое изображение процессов в PV -диаграмме	27
3.3 Работа расширения и сжатия рабочего тела.....	28
3.4 Теплота газового процесса. Теплоемкости газов.....	31
3.5 Изменение внутренней энергии газа в процессах.....	37
4 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГАЗОВ И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ .	41
4.1 Основные газовые процессы и задачи их исследования.....	41
4.2 Изменение состояния газа при постоянном объеме (изохорный процесс) ...	42
4.3 Изменение состояния газа при постоянном давлении (изобарный процесс)	44
4.4 Изменение состояния газа при постоянной температуре (изотермный процесс)	47
4.5 Изменение состояния газа без теплообмена с внешней средой (адиабатный процесс)	49
4.6 Политропные процессы	53
5 СЖАТИЕ ГАЗА В КОМПРЕССОРЕ	61
5.1 Рабочий процесс компрессора. Работа компрессора.....	61
5.2 Работа компрессора при различных процессах сжатия	65
5.3 Многоступенчатое сжатие.....	66
5.4 Действительная индикаторная диаграмма одноступенчатого компрессора	70
5.5 Работа и мощность действительного компрессора.....	71
6 КРУГОВЫЕ ПРОЦЕССЫ. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ	73
6.1 Круговые термодинамические процессы (циклы)	73
6.2 Формулировки второго закона термодинамики для прямых обратимых циклов	75
6.3 Подвод и отвод тепла в цикле	77
6.4 Термический коэффициент полезного действия цикла	79
6.5 Обратный цикл	80

7 ЦИКЛ КАРНО. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ	83
7.1 Цикл Карно.....	83
7.2 Математическое выражение второго закона термодинамики	88
8 ЭНТРОПИЯ ТЕЛА И ЭНТРОПИЙНЫЕ ДИАГРАММЫ.....	91
8.1 Понятие об энтропии	91
8.2 Энтропийные диаграммы	94
8.3 Изображение термодинамических процессов и циклов в Ts диаграмме	95
8.4 Изображение цикла Карно в Ts -диаграмме и доказательство теоремы Карно	98
8.5 Средние температуры подвода и отвода тепла и их влияние на экономичность цикла	101
9 ЦИКЛЫ ГАЗОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ	103
9.1 Циклы газовых тепловых двигателей	103
9.2 Циклы поршневых газовых двигателей	107
9.3 Циклы газотурбинных двигателей	114
9.4 Сравнительная экономичность циклов тепловых двигателей.....	119
10 ПАРЫ, ИХ СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ.....	123
10.1 Процесс парообразования. Насыщенные и перегретые пары	123
10.2 Метод изучения свойств паров. Таблицы для пара	126
10.3 Температура насыщения. Объем жидкости и пара.....	128
10.4 Теплота парообразования	130
10.5 Энтальпия (теплосодержание) жидкости и пара.....	134
10.6 Энтропия жидкости и пара.....	138
10.7 Диаграммы для водяного пара.....	141
11 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПАРОВ.....	146
11.1 Процессы изменения состояния пара.....	146
11.2 Общий метод расчета термодинамических процессов паров.....	150
12 ОСНОВНОЙ ЦИКЛ ПАРОСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ.....	152
12.1 Цикл Карно для пара.....	152
12.2 Цикл Ренкина	153
13 ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И ИХ ЦИКЛЫ	159
13.1 Холодильные установки и их рабочие тела.....	159
13.2 Компрессионная холодильная установка и ее цикл	162
14 ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ.....	165
14.1 Абсолютная и относительная влажность воздуха	165
14.2 Молекулярный вес и газовая постоянная влажного воздуха.....	169
14.3 Влагосодержание и энтальпия влажного воздуха.....	170
14.4 Id - диаграмма для влажного воздуха.....	171
15 ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ТЕПЛООБМЕНА	177
15.1 Общие сведения.....	177
15.2 Виды передачи тепла	177
16 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ.....	180
16.1 Общие понятия. Основной закон теплопроводности (закон Фурье).....	180

16.2 Теплопроводность плоской стенки	183
16.3 Теплопроводность стенки трубы	189
17 ТЕПЛООБМЕН СОПРИКОСНОВЕНИЕМ	195
17.1 Общая характеристика процесса	195
17.2 Некоторые сведения о движении жидкостей	196
17.3 Распределение температур в жидкости при теплоотдаче	199
17.4 Основной закон теплообмена соприкосновением	200
17.5 Основные положения теории подобия	202
17.6 Основные случаи теплообмена соприкосновением	208
18 ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ТЕЛАМИ	221
18.1 Основные понятия и определения	221
18.2 Излучение энергии черным телом	224
18.3 Излучение и поглощение энергии серыми телами	227
18.4 Лучистый теплообмен между серыми телами	229
18.5 Излучение и поглощение энергии газами	238
18.6 Лучистый теплообмен между газом и стенкой (теплоотдача излучением)	242
18.7 Излучение пламени	245
19 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ СТЕНКУ	246
19.1 Теплопередача через плоскую стенку при постоянных температурах жидкостей	246
19.2 Теплопередача через стенки трубы при постоянных температурах жидкостей	250
20 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ТЕПЛООБМЕННИКАХ	253
20.1 Теплообменники и условия теплопередачи в них	253
20.2 Средний температурный напор в теплообменном аппарате. Определение поверхности нагрева	256
20.3 Увеличение и снижение теплопередачи в теплообменниках	262
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	266

ВВЕДЕНИЕ

Курс лекций по теоретическим основам теплотехники предлагается к изучению курсов «Теоретические основы теплотехники», «Теплотехника», «Перенос энергии и массы, основы теплотехники и аэродинамики», читаемых в Орском гуманитарно-технологическом институте студентам механико-технологического факультета и рассматривает теоретическую базу по технической термодинамике, процессам, происходящим с идеальными и реальными газами и газовыми смесями, понятие работы и теплоты газового процесса, внутренней энергии газа и ее изменение. Рассмотрены процессы, происходящие с газом при сжатии в компрессоре. Достаточное внимание уделено и второму закону термодинамики. К изучению предложены идеальный и реальный циклы двигателей и их исследование, паровые машины, холодильные установки, теплообменное оборудование и методики расчетов. Курс сопровождается мультимедийными разработками.

1 ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ЕЕ ЗАКОНЫ

1.1 Предмет технической термодинамики и ее задачи

Технической термодинамикой называется учение о взаимных превращениях теплоты и работы. Непременным условием такого превращения является наличие «рабочего» тела, которое может быть твердым, жидким или газообразным. Теплота, сообщенная рабочему телу, непосредственно превращается в работу в процессе его расширения, когда преодолеваются силы внешнего сопротивления. Совершенная работа будет тем больше, чем больше расширяется тело. Поэтому при превращении теплоты в работу целесообразно в качестве рабочих тел использовать тела газообразные, так как они обладают наибольшим коэффициентом объемного расширения по сравнению с твердыми и жидкими.

На практике теплота превращается в работу при помощи тепловых машин, примерами которых могут служить двигатели внутреннего сгорания, паровые турбины и др. Во-первых в качестве рабочего тела используются воздух и газообразные продукты сгорания топлива, а во-вторых – пары воды или другой жидкости.

В технической термодинамике рассматриваются основные законы и способы взаимных превращений теплоты и работы и выясняются условия, при которых наибольшее количество теплоты может быть превращено в работу.

Характер процессов преобразования теплоты в работу зависит также от свойств рабочего тела. Поэтому свойства газов и паров, используемых в качестве рабочих тел в тепловых машинах, также являются объектом изучения термодинамики. Принципиального различия между ними нет, но в пределах давлений и температур, наблюдаемых в тепловых машинах, свойства паров и газов существенно различны.

Так, пары при изменении давления и температуры могут изменять свое агрегатное состояние и переходить из газообразного состо-

яния в жидкое или, наоборот, в то время как агрегатное состояние газов, при тех же изменениях давления и температуры, остается неизменным.

Поэтому термодинамику газов и паров целесообразно изучать отдельно. В каждом из этих разделов рассматриваются:

а) величины, характеризующие состояние рабочего тела и зависимость между ними;

б) процессы изменения состояния рабочих тел, в ходе которых могут иметь место превращения теплоты в работу.

При изучении процессов в технической термодинамике предполагают, что рабочие тела не подвергаются химическим изменениям. Химические же реакции, например реакции сгорания топлива, которые происходят при работе тепловых машин, в технической термодинамике рассматриваются только как источник теплоты.

Изучение процессов превращения теплоты в работу производится на основе двух законов, установленных опытным путем и подтвержденных многолетней практикой.

Первый из этих законов является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепломеханическим процессам и определяет количественные соотношения между работой и теплотой при их взаимных превращениях. Второй закон определяет условия, при которых может быть осуществлен непрерывно возобновляемый процесс превращения теплоты в работу в тепловых двигателях и максимально возможную меру этого превращения.

1.2 Закон сохранения и превращения энергии и следствия из него

Энергией называется способность тела отдавать теплоту и производить работу. Опыт показывает, что каждое тело в любом своем состоянии обладает некоторым запасом энергии.

Как известно из курса физики, существует несколько видов энергии, а именно: механическая, электрическая, магнитная и другие,

причем каждый вид энергии соответствует определенной форме движения материи.

Из всех этих видов энергии складывается её общий запас в теле.

В результате многолетних наблюдений и опытов был установлен один из основных законов природы – закон сохранения и превращения энергии. Согласно этому закону энергия может только передаваться от одного тела другому и превращаться из одного вида в другой, но она никогда не может быть уничтожена или создана вновь, так же как не может быть уничтожена или создана вновь материя.

Впервые этот закон был высказан М. В. Ломоносовым в 1748 г. Затем опыты русских учёных Г. Г. Гесса и Э. Х. Ленца подтвердили его справедливость для термохимических и электротермических процессов.

Из этого закона вытекают два важнейших для энергетики положения:

а) о неосуществимости вечного двигателя первого рода;

б) об эквивалентности теплоты, работы и различных видов энергии, а также о наличии определенных соотношений между единицами для их измерения.

а) Неосуществимость вечного двигателя первого рода

После открытия закона сохранения и превращения энергии стала понятной безрезультатность многочисленных попыток постройки «вечного двигателя (perpetuum mobile) первого рода», то есть такого двигателя, который, будучи однажды приведен в действие, в дальнейшем продолжал бы работать неопределенно долгое время, не получая ни откуда энергию, а лишь производя ее.

Из закона сохранения энергии следует, что: «perpetuum mobile первого рода» принципиально неосуществим. Все попытки создать такой двигатель неизбежно должны окончиться неудачей.

б) Эквивалентность теплоты, работы и энергии. Соотношения между единицами их измерения

По закону сохранения и превращения энергии её количество три передаче и всех превращениях не изменяется.

Поэтому принципиально возможно количества теплоты, работы и всех видов энергии измерять одинаковыми или различными единицами, как это и делается на практике. Так, теплота измеряется обычно в килокалориях (*ккал*), работа и механическая энергия – в килограммометрах (*кГм*) и силочасах (*лсч*), электрическая энергия – в джоулях и киловаттчасах (*квтч*) и т. д.

Поскольку различными единицами измеряется одно и то же неизменное количество энергии, между этими единицами существуют строго определенные соотношения, называемые эквивалентами одних единиц по отношению к другим.

Таблица 1.2.1

Тепловые и механические эквиваленты некоторых единиц энергии

Наименование единицы	Эквивалентное количество других единиц	
	<i>кГм</i>	<i>ккал</i>
Килограммометр (<i>кГм</i>)...	1	$\frac{1}{427}$
Килокалория (<i>ккал</i>)	427	1
Килоджоуль	102	0,234
Киловаттчас (<i>квтч</i>)	367 200	860
Силочас (<i>лсч</i>)	270 000	632

Численные значения различных эквивалентов устанавливаются опытом. Исторически ранее других (1842-1843 г.) на основании работ Р. Майера и опытов Д. Джоуля были установлены эквиваленты единиц теплоты и работы, а именно, было найдено, что тепловой эквивалент одного килограммометра равен:

$$A = \frac{1}{427} \text{ ккал/кГм}$$

и, соответственно, механический эквивалент одной килокалории равен:

$$\frac{1}{A} = 427 \text{ кГм/ккал.}$$

Позднее были установлены тепловые и механические эквиваленты других единиц энергии, важнейшие из которых приведены в таблице 1.2.1.

Пользуясь приведенными значениями эквивалентов, можно количество энергии, работы или теплоты, измеренной в каких-либо одних единицах, выражать в любых других.

1.3 Теплота и работа

В термодинамике о количестве отданной телом энергии судят по суммарному количеству отданных телом теплоты и работы.

Теплота характеризует количество энергии, отданной телом путем теплопроводности, соприкосновения и излучения. Такая форма передачи энергии имеет место при наличии разности температур между телом и внешней средой.

Работа же характеризует количество энергии, отданной телом при изменении его объема, формы или положения в пространстве.

Таким образом, теплота и работа не являются особыми видами энергии, а только различными формами ее передачи от рабочего к другим телам, которые в термодинамике обычно объединяются под общим названием внешней среды.

Действительно, запасом энергии тело обладает и тогда, когда оно не взаимодействует с внешней средой. Теплота же и работа проявляются только в процессе взаимодействия тела с внешней средой, и количества их зависят от характера этого процесса. Поэтому говорить о каком-либо запасе теплоты или работы в теле не представляется возможным. Теплота, отданная телом, или воспринятая им, обозначается через Q и измеряется в тепловых единицах, то есть в килокалориях. Работа же, совершенная телом или воспринятая им, обозначается через L и измеряется в механических единицах, то есть в килограммометрах.

1.4 Первый закон термодинамики

В термодинамике общую энергию тела \mathcal{E} принято подразделять на два вида: на внутреннюю и внешнюю.

Энергию движения и положения частиц, из которых состоит тело, называют его внутренней энергией, а энергию движения и положения тела как целого называют его внешней энергией.

Первая из них обозначается через U и измеряется в тепловых единицах (*ккал*), а вторая обозначается через E и измеряется в механических единицах (*кГм*).

Общая энергия тела \mathcal{E} , выраженная в тепловых единицах (*ккал*), будет:

$$\mathcal{E} = U + AE \text{ [ккал]}$$

Пусть телу в каком-либо процессе сообщается теплота Q [*ккал*] и тело совершает работу L [*кГм*]. За счет сообщения теплоты энергия тела увеличится, а за счет совершения работы – уменьшится. Поэтому общее изменение энергии тела в процессе $\Delta\mathcal{E}$, измеренное в тепловых единицах, будет:

$$\Delta\mathcal{E} = U + AE \tag{1.4.1}$$

Выраженный в такой форме закон сохранения энергии называется первым законом термодинамики.

Все члены уравнения (1.4.1) должны быть выражены в одинаковых единицах, в данном случае в тепловых. Поэтому величина работы L , выраженная в *кГм*, умножена на тепловой эквивалент одного килограммометра ($A = \frac{1}{427}$ *ккал/кГм*) и произведение AL представляет работу тела, выраженную в килокалориях.

Изменение общей энергии тела складывается из изменения его внутренней энергии ΔU [*ккал*] и внешней – ΔE [*кГм*], то есть:

$$\Delta\mathcal{E} = \Delta U + A\Delta E$$

Следовательно, в общем случае уравнение (1.4.1) будет иметь вид:

$$\Delta U + A\Delta E = Q - AL$$

или иначе:

$$Q = \Delta U + A\Delta E + AL, \quad (1.4.2)$$

и первому закону термодинамики может быть дана следующая формулировка: *тепло, сообщенное телу, расходуется частью на изменение его внутренней и внешней энергии, а частью на совершение внешней работы.*

Если внешняя энергия тела в процессе остается неизменной, то $\Delta E = 0$ и

$$Q = \Delta U + AL, \quad (1.4.3)$$

то есть в этом случае тепло, сообщенное телу, расходуется на изменение его внутренней энергии и на совершение внешней работы.

В термодинамике рассматриваются оба вида процессов, но в первую очередь, как более простые, изучаются процессы без изменения внешней энергии тела, для которых закон сохранения энергии выражается уравнением (1.4.3).

Если рабочему телу будет сообщено бесконечно малое количество тепла dQ , то бесконечно малыми будут как изменение его внутренней энергии dU , так и величина совершенной работы dL . В этом случае уравнение (1.4.3) должно быть написано в виде:

$$dQ = dU + AdL \quad (1.4.4)$$

Это уравнение является дифференциальной формой выражения первого закона термодинамики.

Количества теплоты и работы, сообщенные рабочему телу и отданные им, принято характеризовать разными знаками.

Если сообщенное тепло принять положительным, то отведенное тепло будет отрицательным.

В технической термодинамике принято:

а) теплоту Q считать положительной, если она подводится к рабочему телу, и отрицательной, если она отводится от него;

б) работу L считать положительной, если рабочее тело расширяется, преодолевая сопротивление внешней среды (работу при этом получают), и отрицательной, если рабочее тело сжимается под воздействием внешней среды (работу при этом затрачивают).

1.5 Основные параметры состояния рабочего тела

При всяком взаимодействии с внешней средой состояние рабочего тела изменяется. Поэтому, чтобы на основании законов термодинамики исследовать какой-либо конкретный процесс, необходимо прежде всего уметь характеризовать состояние рабочего тела в течение процесса.

Величины, характеризующие состояние тела, называются параметрами его состояния или, сокращенно, параметрами.

В качестве основных параметров состояния однородного тела, например газа, в термодинамике приняты:

1) удельный объем, то есть объем единицы веса тела, обозначаемый через v ;

2) удельное давление, то есть давление на единицу поверхности, обозначаемое через p ;

3) температура, обозначаемая через T или t .

Объем, занимаемый единицей веса тела (удельный объем), позволяет судить о плотности вещества в нем. Чем меньше удельный объем тела, тем больше его плотность,

Удельное давление p , сокращенно называемое давлением, характеризует упругость вещества тела, а температура T – степень его нагретости, которая пропорциональна скорости движения молекул в теле.

Значениями любых двух основных параметров состояние однородного тела определяется полностью.

Для измерения величин в термодинамике принята техническая система мер, в которой основными единицами являются метр, килограмм и секунда (система МКС).

В этой системе удельный объем тела ν измеряется в кубических метрах, а удельное давление p – в килограммах на квадратный метр, то есть размерность параметров p и ν будет: p [$\text{кг}/\text{м}^2$] и ν [$\text{м}^3/\text{кг}$].

В технике за единицу измерения давления принимается $1 \text{ кг}/\text{см}^2$.

Эта единица называется технической атмосферой и обозначается *ат*. Давление в одну техническую атмосферу ($1 \text{ кг}/\text{см}^2$) равно $10\,000 \text{ кг}/\text{см}^2$, так как в 1 м^2 содержится 10^4 см^2 .

Различают давление абсолютное ($p_{\text{абс}}$) и избыточное ($P_{\text{изб}}$), или манометрическое. Первое измеряется от абсолютного нуля давлений, а второе – от давления окружающей среды (атмосферного воздуха), которое условно принимается за нуль.

При измерении в технических атмосферах абсолютное давление отмечается символом *ата* (атмосфера абсолютная), а избыточное – символом *ати* (атмосфера избыточная), например 15 ата или 14 ати .

Давление атмосферного воздуха обычно близко к $1 \text{ кг}/\text{см}^2$ и в большинстве технических расчетов может быть принято равным $1 \text{ кг}/\text{см}^2$. В этом случае

$$P_{(\text{ата})} = P_{(\text{ати})} + 1$$

В общем же случае

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{изб}} + P_{\text{окр}},$$

где $P_{\text{окр}}$ – давление окружающей среды.

В термодинамических уравнениях всегда пользуются абсолютным давлением, так как только оно является параметром состояния тела.

Температура тела измеряется по международной стоградусной шкале газового термометра или по абсолютной шкале.

По международной стоградусной шкале температура таяния льда принята равной 0° , а температура кипения воды при нормальном

атмосферном давлении 100° . Температуры по этой шкале обозначаются через $t^\circ\text{C}$.

Температура тела, измеренная по абсолютной шкале, обозначается через T° абс. или через $T^\circ\text{K}$ (Кельвин).

Величина одного градуса в абсолютной шкале такова же, как в стоградусной шкале, но 0° абсолютной шкалы лежит на 273° ниже 0° стоградусной шкалы. Поэтому

$$T^\circ_{\text{абс}} = t^\circ\text{C} + 273$$

Как показывает опыт, при изменении одного из параметров v , p или t обязательно изменяется по крайней мере еще один.

Так, при изменении объема рабочего тела непременно изменяется его давление или температура. Следовательно, основные параметры состояния тела находятся во взаимной зависимости. Уравнение, выражающее эту зависимость, называется уравнением состояния тела.

Вид этого уравнения для каждого рабочего тела устанавливается на основании опытных данных. Наиболее простой вид имеет уравнение состояния для разреженных газов, для которых

$$pv = RT,$$

где R – постоянная величина для каждого газа.

Для неразреженных газов, паров и жидкостей уравнение состояния имеет более сложный вид и использование его для расчетов затруднительно. В этом случае удобнее пользоваться зависимостью между параметрами в виде таблиц или диаграмм, составленных по опытным данным.

Таблицы и диаграммы рабочего тела, так же как и характеристическое уравнение, позволяют по значениям двух параметров состояния определить значение третьего.

2 ГАЗЫ И ГАЗОВЫЕ СМЕСИ

2.1 Уравнение состояния газов

Газами называются тела в таком состоянии, когда силы сцепления, действующие между молекулами тела, очень малы. Молекулы газа находятся в беспорядочном движении; поэтому газ не имеет собственной формы и стремится заполнить весь предоставленный ему объем.

Упрощенной моделью газообразного тела служит так называемый идеальный или совершенный газ, состоящий из абсолютно упругих молекул, между которыми отсутствуют силы взаимодействия и объем, занимаемый самими молекулами, пренебрежимо мал по сравнению с общим объемом газа.

Действительно существующие газы называются в термодинамике реальными. Молекулы реального газа имеют определенный объем и между ними имеются силы, взаимодействия.

Реальные газы приближаются по своим свойствам к идеальным тем больше, чем меньше их давление и чем выше температура. Сильно разреженные газы при высокой температуре можно с достаточной точностью принимать за идеальные.

При экспериментальном изучении газов, находящихся под небольшим давлением, было установлено, что для каждого газа произведение из удельного объема на давление, деленное на абсолютную температуру, есть величина постоянная, то есть

$$\frac{pv}{T} = \text{const} = R \quad (2.1.1)$$

Это уравнение выражает зависимость между основными параметрами состояния идеального газа и называется его уравнением состояния, или характеристическим.

Величина R в уравнении (2.1.1) имеет строго определенное значение для каждого газа и называется характеристической газовой постоянной.

Для 1 кг газа уравнение состояния обычно пишется в виде:

$$pv = RT, \quad (2.1.2)$$

где через v обозначен удельный объем газа.

Если обе части уравнения (2.1.2) умножить на G , где $G[\text{кг}]$ – вес произвольного количества газа, то получим:

$$pvG = GRT$$

или

$$pV = GRT, \quad (2.1.3)$$

где $V = vG$ – объем G [кг] газа.

Уравнение (2.1.3) является уравнением состояния для произвольного количества – G [кг] – газа.

В технической системе мер величины p , V и G имеют следующие размерности: $p[\text{кг}/\text{м}^2]$; $V[\text{м}^3]$ и $G[\text{кг}]$.

Соответственная размерность газовой постоянной, поскольку

$$R = \frac{pV}{GT}, \text{ будет}$$

$$\frac{\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{м}^3}{\text{кг} \cdot \text{град}} = \frac{\text{кг}\text{м}}{\text{кг} \cdot \text{град}},$$

то есть R имеет размерность работы, совершаемой одним килограммом газа при изменении его температуры на один градус.

Далее будет показано, что именно такую работу совершает 1 кг газа в процессе расширения при постоянном давлении, при нагревании его на один градус.

Уравнение (2.1.2) называется также уравнением Клапейрона, или характеристическим уравнением для газа.

Уравнение состояния для реальных газов имеет более сложный вид вследствие необходимости учета объема молекул газа и сил взаимодействия между ними. Такое уравнение впервые предложил Д. И. Менделеев в 1873 г.

Распространение получило аналогичное уравнение, предложенное позднее Ван-дер-Ваальсом в 1881 г. Более совершенное уравнение получено в 1939 г. советскими учеными И. И. Новиковым и М. П. Вукаловичем.

Объем молекул и силы взаимодействия между ними сказываются тем сильнее, чем больше давление газа и чем ниже его температура.

При значениях же температур и давлений, которые обычно наблюдаются в теплотехнической практике, влияние обоих указанных факторов невелико, и уравнение (2.1.2) с достаточной для практических расчетов точностью может быть использовано и для реальных газов, чем все расчеты значительно упрощаются.

2.2 Определение газовой постоянной

При расчетах значение газовой постоянной R можно взять из соответствующих справочных таблиц или вычислить по удельному весу газа γ или по его молекулярному весу μ .

а) Определение газовой постоянной по удельному весу газа

Так как удельный вес газа γ и его удельный объем v связаны соотношением $v = \frac{1}{\gamma}$, то уравнение (2.1.2) можно переписать в следующем виде:

$$R = \frac{p}{\gamma T}, \quad (2.2.1)$$

и, следовательно, по величине удельного веса газа γ при данном давлении p и температуре T можно определить его газовую постоянную R .

В технической практике обычно пользуются значениями удельных весов газов при так называемых «нормальных» условиях, то есть при давлении, равном давлению столба высотой 760 мм, и при температуре 0°C. Параметры газа при этих условиях обозначаются подстрочным индексом <н>, например: p_n , t_n , γ_n . Выразим величины нормального давления и температуры соответственно в кГ/см^2 и в градусах абсолютной шкалы.

Из физики известно, что давление столба ртути высотой на его основание равно $1,0333 \text{ кГ/см}^2$. Давление такого столба ртути на 1 м^2 в 10 000 раз больше. Следовательно,

$$P_n = 1,0333 \cdot 10^4 = 10333 \text{ кГ/см}^2$$

Температуре $t_n = 0^\circ\text{C}$ соответствует абсолютная температура

$$T_n = 273^\circ \text{ абс.}$$

Тогда на основании уравнения (2.2.1) получим:

$$R = \frac{P_n}{\gamma_n T_n} = \frac{10333}{\gamma_n \cdot 273} = \frac{37,85}{\gamma_n} \text{ кГм/кг} \cdot \text{град.} \quad (2.2.2)$$

б) Определение R по молекулярному весу (μ) газа

Одной из важных характеристик газа является его молекулярный вес μ («мю»), величина которого для некоторых газов приведена в таблице 2.2.1.

Количество газа, равное его молекулярному весу, выраженному в килограммах, называется килограмм-молекулой или сокращенно – мо-лем. Так, один моль кислорода равен 32 кг, один моль азота – 28 кг и т. д.

Значения молекулярных и удельных весов некоторых газов при-ведены в таблице 2.2.1.

Таблица 2.2.1

Удельные и молекулярные веса некоторых газов

Название газа	Химическая формула	Молекулярный вес μ	Удельный вес при нормальных физических условиях γ_n кг/м ³
Водород	H ₂	2	0,0898
Азот	N ₂	28	1,251
Кислород	O ₂	32	1,429
Воздух	–	–	1,293
Углекислый газ	CO ₂	44	1,978
Окись углерода	CO	28	1,25

2.3 Уравнение состояния и газовая постоянная смеси газов

В качестве рабочих тел в тепловых двигателях и аппаратах используются как отдельные газы, так и смеси различных газов, химически не действующих друг на друга. Примерами газовых смесей могут служить воздух (смесь кислорода O_2 и азота N_2), продукты сгорания топлива (смесь углекислого газа, окиси углерода CO , кислорода O_2 , азота N_2 и другое) и т. п. В такой смеси по закону Дальтона каждый отдельный газ полностью сохраняет свои свойства и ведет себя так, как если бы он один занимал весь объем смеси. Давление, оказываемое отдельным газом на стенки оболочки, в которой заключена смесь, называется его парциальным (частичным) давлением и обозначается через p_i .

По закону Дальтона общее давление p смеси равно сумме парциальных давлений всех составляющих ее газов, то есть

$$p = p_1 + p_2 + \dots = \sum p_i,$$

где p_1, p_2 и так далее парциальные давления отдельных газов в смеси.

Уравнение состояния для смеси газов имеет такой же вид, как и для отдельного газа, то есть для G [кг] смеси

$$pV = GRT, \quad (2.3.1)$$

где V и R обозначают соответственно объем и характеристическую газовую постоянную смеси.

Газовая постоянная смеси газов имеет такой же физический смысл, как и для отдельного газа, и определяется по величине ее удельного веса γ_n при нормальных физических условиях,

$$R \frac{p_n}{\gamma_n T_n} = \frac{37,85}{\gamma_n} \quad (2.3.2)$$

Для отдельного газа значение R может быть также определено по его молекулярному весу μ , который представляет относительный вес его молекулы. Понятно, что для смеси, состоящей из газов с раз-

личными молекулярными весами, нельзя говорить об истинном молекулярном весе.

Поэтому величину μ , определяемую для смеси из соотношения

$$\mu = \frac{848}{R},$$

называют кажущимся или эквивалентным молекулярным весом. Эта величина представляет молекулярный вес воображаемого однородного газа, общий вес и число молекул которого равны соответственно весу и числу молекул смеси.

Численные значения газовой постоянной R смеси и ее кажущегося молекулярного веса μ зависят от качественного и количественного состава смеси.

Состав смеси задается в процентах или в долях по весу или по объему. Весовой долей g_i какого-либо газа в смеси называется отношение веса этого газа G_i к весу G всей смеси, то есть

$$g_i = \frac{G_i}{G}$$

Очевидно, что сумма весов всех газов, входящих в смесь, равна весу смеси:

$$\sum G_i = G_1 + G_2 + \dots + G_n = G,$$

а сумма их весовых долей равна единице:

$$\sum g_i = g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1,$$

где $g_1 = \frac{G_1}{G}$ – весовая доля «первого» газа, $g_2 = \frac{G_2}{G}$ – весовая доля «второго» газа и т. д.

Объемной долей r_i отдельного газа в смеси называется отношение парциального объема V_i этого газа к объему V всей смеси, то есть

$$r_i = \frac{V_i}{V}$$

Парциальным или приведенным объемом отдельного газа в смеси называется объем, который занимает этот газ при давлении и температуре смеси.

Сумма парциальных объемов отдельных газов равна общему объему смеси:

$$\sum V_i = V_1 + V_2 + \dots + V_n = V \quad (2.3.3)$$

и сумма объемных долей всех отдельных газов в смеси равна единице:

$$\sum r_i = r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1. \quad (2.3.4)$$

Между величинами весовой и объемной долей отдельного газа в смеси существует следующее простое соотношение:

$$g_i = \frac{G_i}{G} = \frac{\gamma_i V_i}{\gamma \mathcal{V}} = \frac{\gamma_i}{\gamma} r_i \quad (2.3.5)$$

В этом уравнении отношение удельных весов газов может быть заменено прямым отношением молекулярных весов этих газов (прямая пропорциональность удельных и молекулярных весов газов следует из закона Авогадро) или обратным отношением их газовых постоянных:

$$\frac{\gamma_i}{\gamma} = \frac{\mu_i}{\mu} = \frac{848/R_i}{848/R} = \frac{R}{R_i} \quad (2.3.6)$$

После замены в уравнении (2.3.5) отношения удельных весов газов прямым отношением их молекулярных весов получим:

$$g_i = r_i \frac{\mu_i}{\mu} \quad (2.3.7)$$

Определяя из соотношения (2.3.7) значение r_i и заменяя отношение молекулярных весов газов обратным отношением их газовых постоянных, найдем:

$$r_i = g_i \frac{\mu}{\mu_i} = g_i \frac{R_i}{R} \quad (2.3.8)$$

На основании соотношений (2.3.2), (2.3.4), (2.3.7) и (2.3.8) можно получить выражения для определения молекулярного веса μ и газовой постоянной R смеси, весовой или объемный состав которой известен.

а) Определение μ и R смеси по ее весовому составу.

На основании соотношений (2.3.4) и (2.3.8) имеем:

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

откуда

$$R = \sum g_i R_i = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots, \quad (2.3.9)$$

то есть характеристическая газовая постоянная смеси равна сумме произведений из газовых постоянных отдельных газов на их весовые доли в смеси.

Найденная величина R определит и кажущийся молекулярный вес смеси:

$$\mu = \frac{848}{R}$$

б) Определение μ и R смеси по её объемному составу

На основании соотношений (2.3.2) и (2.3.7) имеем:

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

откуда

$$\mu = \sum r_i \mu_i = r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2 + \dots, \quad (2.3.10)$$

то есть кажущийся молекулярный вес смеси равен сумме произведений из молекулярных весов отдельных газов на их объемные доли в смеси.

Газовая постоянная смеси

$$R = \frac{848}{\mu}$$

в) Зависимость между объемным содержанием газа в смеси и его парциальным давлением

Для каждого газа, входящего в состав смеси, можно написать уравнение состояния:

$$p_i V = G_i R_i T, \quad (2.3.11)$$

где p – парциальное давление газа;
 V – объемный вес смеси.

Однако для того же самого газа уравнение состояния может быть написано и в следующем виде:

$$p V_i = G_i R_i T, \quad (2.3.12)$$

где p – давление смеси;
 V_i – парциальный объем данного газа.

Из уравнений (2.3.11) и (2.3.12) получим:

$$pV = pV_i$$

и

$$p_i = p \frac{V_i}{V} = p r_i, \quad (2.3.13)$$

то есть парциальное давление отдельного газа равно общему давлению смеси, умноженному на объемное содержание данного газа в смеси.

3 РАБОТА И ТЕПЛОТА ГАЗОВОГО ПРОЦЕССА. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ГАЗА И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ

3.1 Термодинамические процессы.

Обратимые и реальные процессы

Всякое изменение состояния рабочего тела называется термодинамическим процессом или, сокращенно, процессом.

Если изменение состояния тела в одном направлении, например расширение, назвать прямым процессом, то изменение состояния тела в противоположном направлении, например сжатие, называется обратным процессом.

Любой процесс совершается под механическим или термическим воздействием на тело со стороны внешней среды, состояние которой при этом также изменяется.

Чем медленнее изменяется состояние внешней среды, тем медленнее совершается процесс, тем больше успевают выравниваться температуры и давления среды и рабочего тела, тем ближе к состоянию равновесия они находятся в каждый момент.

При бесконечно малой скорости протекания такой процесс будет равновесным, так как внешняя среда и рабочее тело будут медленно переходить от одного состояния равновесия к другому, и весь процесс представится как последовательный ряд равновесных состояний.

После протекания такого процесса в одном направлении он может быть проведен в обратном так, что рабочее тело и внешняя среда пройдут все те же состояния, что и в прямом процессе, но только в обратном порядке.

Поэтому равновесные процессы называются также обратимыми. После проведения обратимого процесса в прямом и обратном направлениях рабочее тело и внешняя среда полностью возвращаются в первоначальное состояние и в них не остается никаких изменений.

В термодинамике рассматриваются в первую очередь именно обратимые процессы, так как они могут быть полностью исследованы.

Действительные (реальные) процессы протекают с конечной скоростью, при наличии значительной разности температур и давлений между газом и внешней средой. Поэтому реальные процессы неравновесны и необратимы.

Таким образом, обратимый процесс является только воображаемым и служит как бы упрощенной моделью реального процесса, на которой могут быть выявлены основные закономерности последнего.

Принимая реальные процессы за обратимые, мы допускаем некоторую неточность, которая может быть учтена при помощи соответствующих поправочных коэффициентов.

3.2 Графическое изображение процессов в pV -диаграмме

В равновесном процессе состояние рабочего тела в каждый момент характеризуется величинами его удельного объема v и давления p , а самый процесс может быть наглядно изображен в виде определенного графика на так называемой pV -диаграмме. Основой этой диаграммы является прямоугольная система координат, причем по оси ординат откладываются давления p , а по оси абсцисс – удельные объемы v тела (рис. 3.2.1).

Каждое состояние тела, характеризуемое определенными значениями p и v , изобразится на диаграмме (рис. 3.2.1) точкой, построенной по величинам p и v , как по координатам. Процесс же как последовательный ряд отдельных состояний тела изобразится непрерывным рядом точек, то есть линией.

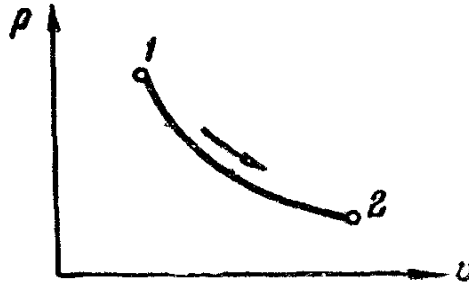


Рис. 3.2.1 График термодинамического процесса в $p-v$ -диаграмме

Так, например, линия 1-2 изображает некоторый процесс. Точка 1 соответствует начальному состоянию тела, характеризуемому давлением p_1 и удельным объемом v_1 , а точка 2 – конечному, характеризуемому давлением p_2 и удельным объемом v_2 .

Расположение промежуточных точек линии дает наглядное представление о том, как именно изменяется давление тела по мере увеличения его объема.

По величинам начального и конечного объемов тела нетрудно определить, какой процесс изображен на графике. При $v_2 > v_1$ имеем процесс расширения тела, а при $v_2 < v_1$ – процесс сжатия.

3.3 Работа расширения и сжатия рабочего тела

При увеличении объема рабочее тело преодолевает силы внешнего сопротивления и совершает работу, называемую работой расширения. При сжатии, наоборот, внешние силы преодолевают силы упругости тела и совершают работу, называемую работой сжатия.

Работу в термодинамике принято измерять в килограммометрах и обозначать через l для 1 кг тела и через L для его произвольного количества – G [кг].

Работа расширения рабочего тела может быть определена следующим образом. Представим себе, что тело заключено в идеально упругую, невесомую оболочку и находится под давлением p внешней

среды. При этом давление тела и окружающей среды одинаковы и равны p , а объем тела равен V (рис. 3.3.1).

Предположим, что произойдет бесконечно малое расширение тела, причем его объем увеличится на dV .

При этом поверхность тела переместится из первоначального положения в новое, показанное на рисунке 3.3.1 пунктиром.

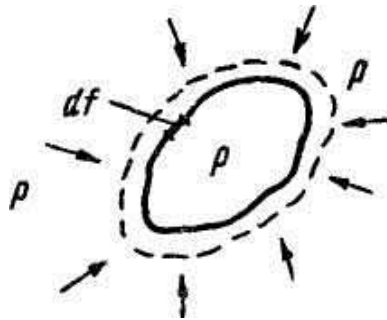


Рис. 3.3.1 Работа расширения тела

Разобьем поверхность тела на элементы

$$df_1, df_2, df_3, \dots$$

Бесконечно малые пути, которые пройдут эти элементы при перемещении поверхности тела из первоначального положения в новое, обозначим соответственно:

$$ds_1, ds_2, ds_3, \dots$$

Тогда работы, совершенные при перемещении отдельных элементов поверхности, будут:

$$pdf_1 ds_1, pdf_1 ds_2, pdf_3 ds_3, \dots$$

Сумма работ всех элементов поверхности тела будет равна элементарной работе dL тела, то есть работе, совершенной телом при бесконечно малом расширении. Следовательно:

$$dL = pdf_1 ds_1 + pdf_2 ds_2 + pdf_3 ds_3 + \dots = p(df_1 ds_1 + df_2 ds_2 + \dots) = pdV, \quad (3.3.1)$$

где dV – элементарное увеличение объема тела.

Работа при конечном расширении тела от начального объема V_1 до конечного V_2 может быть получена суммированием его элементарных работ, то есть

$$L = \sum p dV = \int_1^2 p dV \quad (3.3.2)$$

В этом уравнении через V обозначен объем тела весом G [кг]. Для тела весом в 1 кг уравнения (3.3.1) и (3.3.2) будут иметь вид:

$$dl = p dv \quad (3.3.3)$$

$$l = \int_1^2 p dv, \quad (3.3.4)$$

где v – удельный объем тела.

По уравнениям (3.3.2) или (3.3.4) определяется как работа расширения тела, так и работа, затрачиваемая на его сжатие. При расширении тела ($dv > 0$) работа положительна, а при сжатии ($dv < 0$) – отрицательна.

Для определения величины работы тела по формулам (3.3.2) и (3.3.4) в каждом конкретном случае необходимо иметь зависимость между величинами p и v в ходе процесса, то есть необходимо знать характер процесса.

Имея зависимость между p и v , можно найти как решение интеграла $\int_1^2 p dv$, так и численную величину работы.

Графическое изображение работы. Пусть процесс расширения тела изображается на $p-v$ -диаграмме (рис. 3.3.3) кривой 1-2.

При увеличении объема тела на dv совершенная им работа равна $dl = p dv$ и изобразится элементарной вертикальной площадкой dF , имеющей основание, равное dv , и среднюю высоту, равную p . Действительно,

$$dF = p dv = dl.$$

Работа l расширения тела от начального объема v_1 до конечного v_2 равна сумме последовательного ряда элементарных работ и изображается площадью $a12b$, так как

$$пл. a12b = \int_1^2 dF = \int_1^2 p dv = l$$

Следовательно, работа расширения (или сжатия) тела на $p-v$ -диаграмме изображается площадью $a12b$, ограниченной кривой процесса, его крайними ординатами и осью абсцисс.

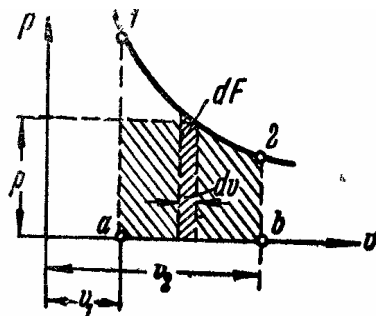


Рис. 3.3.2 Изображение работы расширения тела в $p-v$ -диаграмме

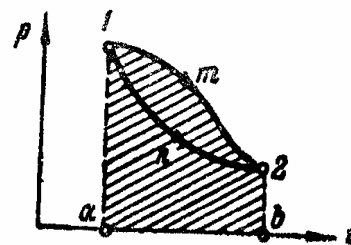


Рис. 3.3.3 Зависимость работы расширения от характера процесса

На $p-v$ -диаграмме видно, что величина работы расширения тела зависит не только от начального и конечного состояний тела, но и от характера процесса, или от пути, которым тело переходит из начального состояния в конечное. Так, при переходе из состояния 1 в состояние 2 по пути $1m2$ (рис. 3.3.3) его работа изобразится площадью $alm2b$, а при переходе по пути $1n2$ – площадью $aln2b$.

3.4 Теплота газового процесса. Теплоемкости газов

Количество теплоты, сообщенной рабочему телу в термодинамическом процессе, называется теплотой процесса; оно обозначается через q для 1 кг рабочего тела и через Q – для произвольного его количества. В качестве единицы для измерения количества

теплоты принята двадцатиградусная килокалория, которая определяет количество теплоты, необходимое для нагревания одного килограмма воды от $19,5^{\circ}\text{C}$ до $20,5^{\circ}\text{C}$.

В качестве единицы для измерения теплоты используется также международная «электрическая» килокалория, определяемая как $1/860$ доля киловаттчаса и равная $1,0013$ двадцатиградусной килокалории. В технических расчетах считать величины обеих килокалорий одинаковыми.

Тепло, подводимое к рабочему телу, считается положительным, а тепло, отводимое от него, отрицательным.

Количество тепла, необходимое для изменения температуры единицы массы тела на один градус в каком-либо процессе, называется удельной теплоемкостью, или, сокращённо, теплоемкостью данного тела.

Если для повышения температуры тела от t_1 до t_2 каждой единице его массы требуется подвести q [ккал], то величина

$$c_m = \frac{q}{t_1 - t_2} \quad (3.4.1)$$

будет средней теплоемкостью тела в данном интервале температур.

Чем меньше повышение температуры тела, тем меньшее количество тепла потребуется сообщить каждой единице его массы и, наконец, в пределе получим:

$$c = \frac{dq}{dt} \quad (3.4.2)$$

Эта величина называется истинной теплоемкостью тела при данной температуре t .

Если за единицу массы тела принять 1 кг , то такая теплоемкость называется *весовой*. Она обозначается через c , имеет размерность *ккал/кг град*. Если за единицу массы тела принять 1 моль , то такая теплоемкость называется *мольной*. Она обозначается через c_{μ} и имеет

разность *ккал/моль град*. Очевидно, что мольная теплоёмкость равна весовой, умноженной на молекулярный вес тела:

$$c_{\mu} = c\mu$$

Кроме килограмма и моля, единицей массы газа может служить нормальный кубический метр (*нм³*), равный количеству газа, заключенного в 1 м³ при нормальных физических условиях, то есть при давлении в 760 мм рт. ст. и температуре 0°C.

Теплоемкость, отнесенная к одному нормальному кубическому метру газа, называется объемной. Она обозначается через *c'* и имеет размерность *ккал/нм³ град*. Так как для всех идеальных газов объем одного моля при нормальных физических условиях равен 22,4 м³, то объемная теплоемкость равна мольной, деленной на 22,4:

$$c' = \frac{c_{\mu}}{22.4} = \frac{c_{\mu}}{22.4} \text{ [ккал/нм}^3 \cdot \text{град]}.$$

Согласно первому закону термодинамики, теплота, сообщенная телу при повышении его температуры от t_1 до t_2 , расходуется на изменение внутренней энергии тела и на совершение внешней работы, величина которой зависит от характера процесса. Следовательно, значение теплоемкости газа также зависит от характера процесса. Поэтому теплоемкость не является физической константой газа, и каждый газ имеет столько же теплоемкостей, сколько имеется термодинамических процессов.

В технической термодинамике за основную единицу количества массы принят один килограмм. Поэтому дальнейшее изложение будем вести применительно к весовой теплоемкости.

Большое значение в термодинамике и теплотехнике имеют процессы, совершающиеся при постоянном объеме газа (изохорный процесс) и при постоянном давлении (изобарный процесс).

Теплоемкость, соответствующая первому процессу, называется теплоемкостью тела при постоянном объеме, или изохорной, и обозначается c_v . Теплоемкость, соответствующая второму процессу,

называется теплоемкостью при постоянном давлении, или изобарной, и обозначается c_p .

При нагревании 1 кг газа на 1°C при постоянном объеме сообщаемая газу теплота-теплоемкость c_v расходуется только на увеличение внутренней энергии газа, так как внешняя работа не совершается.

При нагревании же 1 кг газа на 1°C с теплоемкостью c_p при постоянном давлении объем газа возрастает и сообщаемое газу тепло расходуется не только на увеличение внутренней энергии газа, но и на совершение работы расширения.

Поэтому теплоемкость c_p больше, чем c_v .

На основании определения теплоемкости и уравнения первого закона термодинамики имеем:

$$c = \frac{dq}{dt} = \frac{du + Adl}{dt} = \frac{du}{dt} + \frac{Adl}{dt}.$$

При постоянном объеме газа $dv = 0$ и

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

При постоянном давлении $dv > 0$ и

$$c_p = \frac{du}{dt} + \frac{Adl}{dt} = c_v + \frac{Adl}{dt},$$

то есть теплоемкость c_p всегда больше, чем теплоемкость c_v на величину работы, совершаемой 1 кг газа при нагревании его на 1°C при постоянном давлении.

Поскольку $c_p > c_v$, то отношение $k = \frac{c_p}{c_v}$ всегда больше единицы.

По опытным данным величина k имеет следующие значения:

– для двухатомных газов (O_2, N_2 воздух и др.) $k \approx 1,4$;

– для трехатомных газов (CO_2, H_2O и др.) $k \approx 1,3$.

Теплоемкость идеального газа зависит только от температуры и увеличивается с повышением последней.

Теплоемкость реального газа зависит не только от температуры, но и от давления. Однако в пределах давлений, имеющих место в тепловых машинах, последняя зависимость невелика и при техниче-

ских расчетах можно полагать, что теплоемкость реальных газов, так же как и идеальных, зависит только от температуры.

Таким образом, теплоемкость данного газа в каждом термодинамическом процессе является, вообще говоря, переменной. Однако для простоты рассуждений ее иногда в термодинамике принимают постоянной.

В соответствии с определениями истинной и средней теплоемкостей можно написать следующие выражения для теплоты, сообщенной 1 кг газа в процессе;

а) при бесконечно малом изменении температуры газа

$$dq = c dt [\text{ккал/кг}]; \quad (3.4.3)$$

б) при изменении температуры газа от t_1 до t_2

$$q = c_m (t_2 - t_1) [\text{ккал/кг}], \quad (3.4.4)$$

то есть количество тепла, сообщенное 1 кг газа, равно произведению из теплоемкости газа в данном процессе, умноженному на изменение его температуры.

Для определения количества тепла, сообщенного произвольному количеству газа $G[\text{кг}]$, обе части уравнения (3.4.4) должны быть умножены на G , то есть

$$Q = G c_m (t_2 - t_1) [\text{ккал}] \quad (3.4.5)$$

Аналогично можно установить, что если количество газа выражено в нормальных кубических метрах – $V_n [\text{нм}^3]$, то

$$Q = V_n c'_m (t_2 - t_1) [\text{ккал}], \quad (3.4.6)$$

а если количество газа выражено в молях (M молей), то

$$Q = M c_{\mu} (t_2 - t_1) [\text{ккал}], \quad (3.4.7)$$

где c' – объемная, а c_{μ} – мольная теплоемкости газа.

Таблицы теплоемкостей газов. Значения теплоемкостей газов обычно определяются опытным путем, и результаты опытов сводятся

в таблицы, которыми и пользуются при расчетах. Такие таблицы приведены в приложениях I и II, а краткая выдержка из них – в таблице 3.4.1.

В таблицах приводятся значения средних теплоемкостей газов в пределах температур от 0 до $t^{\circ}\text{C}$, обозначаемые через $(c)_0^t$.

При работе с такими таблицами уравнению (3.4.4) для теплоты процесса удобнее придать вид:

$$q = (c)_0^{t_2} t_2 - (c)_0^{t_1} t_1 [\text{ккал/кг}] \quad (3.4.8)$$

Аналогично могут быть видоизменены уравнения (3.4.5), (3.4.6) и (3.4.7).

Теплоемкости газовых смесей. Теплоемкость газовой смеси определяется природой газов, из которых она состоит, и их относительными количествами.

Таблица 3.4.1

Средние значения теплоемкостей c_{vm} и c_{pm} газов в пределах температур 0-100° C

Наименование газа	Химическое обозначение	Весовые теплоемкости, ккал/кг. град		Объемные теплоемкости, ккал/нм ³ град	
		c_{vm}	c_{pm}	c_{vm}^l	c_{pm}^l
Водород.....	H_2	2,44	3,43	0,220	0,31
Кислород.....	O_2	0,158	0,22	0,226	0,315
Азот.....	N_2	0,176	0,246	0,222	0,31
Воздух.....	–	0,172	0,24	0,221	0,310
Окись углерода.....	CO	0,178	0,25	0,222	0,311
Углекислый газ.....	CO_2	0,163	0,208	0,311	0,409
Сернистый газ.....	O_2	0,121	0,152	0,344	0,433

Количество теплоты, подводимое к единице количества смеси для повышения ее температуры на 1°, складывается из количеств тепла, которые подводятся к каждому из газов, входящих в смесь, при повышении их температуры на 1°.

Если состав смеси из n газов задан весовыми долями, то весовая теплоемкость смеси найдется по уравнению:

$$c = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n = \sum c_i g_i,$$

где g_i и c_i – весовая доля и весовая теплоемкость отдельного газа в данном процессе.

Если же состав смеси из n газов задан объемными долями, то для объемной теплоемкости смеси получим уравнение:

$$c' = c'_1 r_1 + c'_2 r_2 + \dots + c'_n r_n = \sum c'_i r_i, \quad (3.4.9)$$

где r_i и c'_i – объемная доля и объемная теплоемкость отдельного газа в смеси.

3.5 Изменение внутренней энергии газа в процессах

Под внутренней энергией газа в термодинамике понимается энергия движения и положения его молекул. Величину этой энергии принято измерять в тепловых единицах, то есть в килокалориях, и обозначать через u для одного килограмма тела, или через U – для произвольного количества тела – для G [кг].

В каждом своем состоянии тело может иметь только одно значение внутренней энергии.

Если бы тело в каком-либо состоянии могло иметь не одно, а, например, два различных значения внутренней энергии, то возможно было бы отнять от тела разность этих энергий, причем состояние тела не изменилось бы; иными словами, от такого тела можно было бы получить некоторое количество энергии, не изменяя его состояния, то есть из ничего, а это невозможно по закону сохранения энергии.

Таким образом, внутренняя энергия является функцией состояния тела и ее значение должно определяться значениями тех же параметров, которыми определяется и состояние тела, то есть значениями его температуры t и давления p или объема v :

$$u = f(t, p)$$

Для выяснения зависимости внутренней энергии газа от его давления и объема Джоулем в 1845 г. был проделан следующий опыт. Два медных сосуда *A* и *B* (рис. 3.5.1) соединялись трубкой с разделительным краном *C* и помещались в ванну с водой (калориметр), температура которой наблюдалась по термометру *D*.

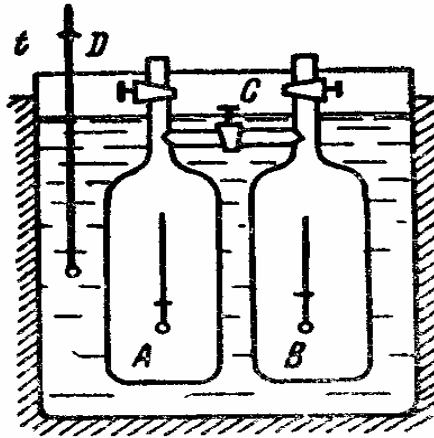


Рис. 3.5.1 Опыт Джоуля

Сосуд *A* заполнялся сжатым испытуемым газом, воздухом, а из сосуда *B* воздух удалялся до получения возможно большего разрежения. После того как температура в ванне устанавливалась, кран *C* открывался, сосуды сообщались между собой и часть воздуха из сосуда *A* перетекала в сосуд *B*. При этом давление воздуха в сосудах изменялось, но температура ванны оставалась неизменной и, следовательно, теплота в этом процессе не поглощалась и не выделялась ($Q = 0$).

Так как стенки сосудов жесткие, то внешняя работа также не совершалась ($L = 0$).

При этих условиях из уравнения первого закона термодинамики следует, что изменение внутренней энергии

$$\Delta U = Q - AL = 0,$$

то есть внутренняя энергия осталась неизменной.

Так как неизменными в опыте оставались только температура и внутренняя энергия, Джоуль сделал вывод, что последняя зависит только от температуры, то есть

$$u = f(t).$$

Это положение справедливо для идеальных газов, для которых оно непосредственно вытекает из кинетической теории.

В идеальном газе силы взаимодействия между молекулами отсутствуют, и его внутренняя энергия состоит только из энергии движения молекул. Последняя же зависит только от их средней скорости, или, что то же, от температуры.

Это положение с достаточной для практики точностью может быть принято и для реальных разреженных газов, которые по своим свойствам близки к идеальным.

Вообще же внутренняя энергия реальных газов зависит не только от температуры, но и от давления и является довольно сложной функцией этих параметров. Однако при тех давлениях, которые имеют место в тепловых двигателях и аппаратах, зависимость внутренней энергии реальных газов от давления невелика. Поэтому при ориентировочных расчетах можно считать, что и для реальных газов внутренняя энергия зависит только от температуры.

Изменение внутренней энергии рабочего тела в каком-либо процессе равно разности величин его внутренней энергии в начальном и конечном состоянии, то есть

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

Для газа величины u_1 и u_2 определяются только соответствующими температурами t_1 и t_2 независимо от характера процесса. Определим, например, величину изменения внутренней энергии газа в случае нагревания его при неизменном объеме (изохорный процесс).

Из уравнения первого закона термодинамики имеем:

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

При неизменном объеме газа $dv = 0$ работа $l = \int pdv = 0$ и

$$\Delta u = q,$$

то есть в рассматриваемом случае изменение внутренней энергии газа равно теплоте процесса. Теплота изохорного процесса равна:

$$q = c_{vm}(t_2 - t_1)[\text{ккал/кг}]$$

Следовательно,

$$\Delta u = c_{vm}(t_2 - t_1)[\text{ккал/кг}].$$

Но так как для газа Δu определяется только значениями температур t_1 и t_2 независимо от характера процесса, то полученное выражение для Δu справедливо для любого процесса газа.

Таким образом, *изменение внутренней энергии 1 кг газа в термодинамическом процессе равно произведению его изохорной теплоемкости на изменение температуры.*

При изменении температуры газа от t_1 до t_2 будем иметь:

$$\Delta u = c_{vm}(t_2 - t_1)[\text{ккал/кг}] \quad (3.5.1)$$

При бесконечно малом изменении температуры на dt получим:

$$du = c_v dt[\text{ккал/кг}]. \quad (3.5.2)$$

4 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГАЗОВ И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ

4.1 Основные газовые процессы и задачи их исследования

В общем случае при изменении состояния газу сообщается теплота и изменяются все параметры его состояния. В отдельных же частных случаях может оставаться неизменным какой-либо из основных параметров состояния газа (объем, давление или температура) или же будет отсутствовать теплообмен газа с внешней средой.

Основными частными процессами, которые представляют большой теоретический и практический интерес, будут:

- 1) изохорный (при постоянном объеме);
- 2) изобарный (при постоянном давлении);
- 3) изотермный (при постоянной температуре);
- 4) адиабатный (без теплообмена с внешней средой).

При исследовании каждого процесса выясняются:

- а) энергетическая характеристика данного процесса, указывающая, на что расходуется тепло, сообщенное газу;
- б) зависимость между изменяющимися параметрами состояния газа и графическое изображение процесса;
- в) внешняя работа газа;
- г) теплота процесса.

Все эти вопросы выясняются с помощью первого закона термодинамики, уравнения состояния газа и общих выражений для внешней работы, теплоты процесса и изменения внутренней энергии газа.

В целях простоты изложения количества газа в процессе предполагается равным 1 кг.

4.2 Изменение состояния газа при постоянном объеме (изохорный процесс)

Основное условие процесса: $v = \text{const}$.

1. *Энергетическая характеристика процесса.* Согласно первому закону термодинамики

$$dq = du + Adl = du + A p dv.$$

При неизменном объеме газа $dv = 0$ и $dl = dv = 0$, то есть

$$dq = du \quad (4.2.1)$$

Следовательно, в изохорном процессе внешняя работа равна нулю и все сообщаемое газу тепло расходуется на изменение его внутренней энергии.

2. *Зависимость между параметрами и график процесса.*

При неизменном объеме газа переменными параметрами являются давление и температура.

Для начального и конечного состояний газа имеем:

$$p_1 v_1 = RT_1; p_2 v_2 = RT_2 \quad (4.2.2)$$

Поделив второе из этих уравнений на первое, получим (при условии, что $v_1 = v_2$):

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

то есть в изохорном процессе отношение давлений равно отношению абсолютных температур (закон Шарля). При сообщении тепла увеличивается внутренняя энергия газа, а следовательно, и его температура; одновременно возрастает и давление газа. При отводе тепла (охлаждение газа) температура и давление газа понижаются.

На p - v -диаграмме (рис. 4.2.1) изохорный процесс ($v = \text{const}$) изобразится вертикалью, которая направлена из начальной точки 1 вверх при нагревании газа (линия 1-2) или вниз при его охлаждении (линия 1-2').

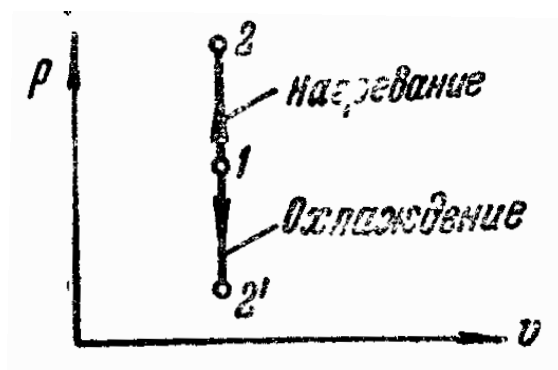


Рис. 4.2.1 Исходный процесс в p – v –диаграмме

3. *Внешняя работа.* Как было сказано выше, при $v = \text{const}$ внешняя работа равна нулю:

$$l = \int_1^2 p dv = 0.$$

4. *Теплота процесса.* Теплота любого процесса на основании понятия о теплоемкости определяется по уравнениям (3.4.3) и (3.4.4).

Для изохорного процесса теплоемкость $c = c_v$ и, следовательно:

$$dq = c_v dt$$

и

$$q = c_{vm}(t_2 - t_1) [\text{ккал/кг}] \quad (4.2.3)$$

5. *Изменение внутренней энергии.* Так как в изохорном процессе сообщенное газу тепло расходуется на изменение его внутренней энергии, то

$$du = dq = c_v dt [\text{ккал/кг}]$$

и

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_{vm}(t_2 - t_1) [\text{ккал/кг}]. \quad (4.2.4)$$

Как было уже указано ранее, полученные выражения для du и Δu справедливы для любых термодинамических процессов газа.

4.3 Изменение состояния газа при постоянном давлении (изобарный процесс)

Основное условие процесса: $p = \text{const}$. Примером такого процесса может служить нагревание газа в открытом сосуде, в топке и пр.

1. *Энергетическая характеристика процесса.* По первому закону термодинамики

$$dq = du + Adl = c_v dT + A p dv .$$

При условии $p = \text{const}$ ни одно из слагаемых в правой части этого уравнения не обращается в нуль. Следовательно, в изобарном процессе сообщенное газу тепло расходуется частью на изменение внутренней энергии, а частью – на совершение внешней работы.

Относительное количество тепла, расходуемое на внешнюю работу, выразится величиной отношения $\frac{Adl}{dq}$ и может быть определено следующим образом.

По первому закону термодинамики

$$Adl = dq - du = dq - c_v dt .$$

После деления этого уравнения на dq получим:

$$\frac{Adl}{dq} = 1 - \frac{c_v dt}{dq} .$$

Подставляя сюда значение теплоты изобарного процесса $c_p dt$ и обозначая отношение теплоемкостей $\frac{c_p}{c_v}$ через k , имеем:

$$\frac{Adl}{dt} = 1 - \frac{c_v dt}{c_p dt} = 1 - \frac{c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{k} = \frac{k-1}{k} . \quad (4.3.1)$$

Для двухатомных газов $k = 1,4$ и

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

Для трехатомных газов $k = 1,3$ и

$$\frac{Adl}{dq} = \frac{1,3-1}{1,3} = 0,23,$$

В изобарном процессе на внешнюю работу расходуется 90% со-общенного газу тепла.

2. Зависимость между параметрами и график процесса.

При $p = \text{const}$ переменными параметрами являются температура и объем газа, для начального и конечного состояний газа имеем:

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_2 v_2 = RT_2$$

Поделив второе уравнение на первое при условии, что $p_2 = p_1$, найдем:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4.3.2)$$

В изобарном процессе отношение объемов газа равно отношению абсолютных температур (закон Гей-Люссака). Следовательно, при повышении температуры газ расширяется, а при понижении – сжимается.

На p - v -диаграмме (рис. 4.3.2) изобарный процесс изображается участком горизонтальной линии, которая направлена вправо при расширении газа и влево – при сжатии.

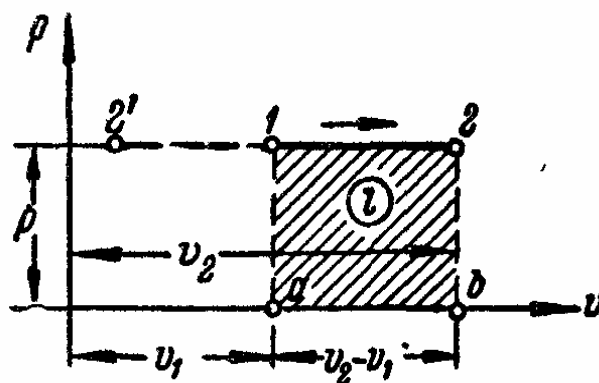


Рис. 4.3.2 Изобарный процесс в p - v -диаграмме

В первом случае увеличивается внутренняя энергия газа и совершается работа (пл. $a12B$), что возможно только при сообщении газу тепла. Наоборот, при сжатии газа теплота от газа отводится.

3. Внешняя работа. Работа газа в изобарном процессе

$$l = \int_1^2 p dv = p \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1). \quad (4.3.3)$$

Другое выражение для работы процесса получается после элементарных преобразований уравнения (4.3.3):

$$l = pv_2 - pv_1 = RT_2 - RT_1 = R(t_2 - t_1) \quad (4.3.4)$$

Из уравнения (4.3.4) следует, что при $t_2 - t_1 = 1^\circ\text{C}$

$$l = R$$

то есть газовая постоянная R представляет работу 1 кг газа в изобарном процессе при изменении его температуры на 1°C .

На pV -диаграмме процесса (рис. 4.3.2) работа расширения изображается площадью прямоугольника $a12B$.

4. *Теплота процесса.* На основании понятия о теплоемкостях имеем:

$$dq = c_p dt$$

и

$$q = c_{pm}(t_2 - t_1) \quad (4.3.5)$$

При $c_p = \text{const}$ выражение (4.3.5) получается более простым:

$$q = c_p(t_2 - t_1)$$

5. *Соотношение между весовыми теплоемкостями c_p и c_v .*

Подставляя выражение (4.3.3) для работы изобарного процесса в уравнение первого закона термодинамики, найдем:

$$q = \Delta u + Al = c_v(t_2 - t_1) + AR(t_2 - t_1) = (c_v + AR)(t_2 - t_1). \quad (4.3.6)$$

Из уравнения (4.3.5) и (4.3.6) имеем:

$$c_p = c_v + AR. \quad (4.3.7)$$

Это важное соотношение между теплоемкостями было использовано Р. Майером для определения величины теплового эквивалента работы A .

4.4 Изменение состояния газа при постоянной температуре (изотермный процесс)

В таком процессе $t = \text{const}$ и $dt = 0$.

1. *Энергетическая характеристика процесса.* По первому закону термодинамики

$$dq = du + Adl.$$

Для газа при $dt = 0$ имеем:

$$du = c_v dt$$

и

$$dq = Adl \text{ или } q = Al.$$

Следовательно, в изотермном процессе внутренняя энергия газа не изменяется и все сообщенное газу тепло превращается в работу.

2. *Зависимость между параметрами и график процесса.* При постоянной температуре газа

$$pv = RT = \text{const}, \quad (4.4.1)$$

то есть в изотермном процессе произведение из объема газа на его давление есть величина постоянная (закон Бойля-Мариотта).

Для начального и конечного состояний газа, согласно уравнению (4.4.1), имеем:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (4.4.2)$$

то есть отношение давлений равно обратному отношению объемов газа. Если при изотермном расширении объем газа возрастает в несколько раз, то во столько же раз уменьшится его давление. При сжатии же объем газа уменьшается, а давление соответственно возрастает.

На p^v -диаграмме (рис. 4.4.1) изотермный процесс газа изобразится равнобокой гиперболой, уравнение которой $p^v = \text{const}$. Эта кривая может быть построена по нескольким точками, координаты кото-

рых нетрудно вычислить. Ветвь 1-2 кривой соответствует расширению газа, а ветвь 1-2' – его сжатию.

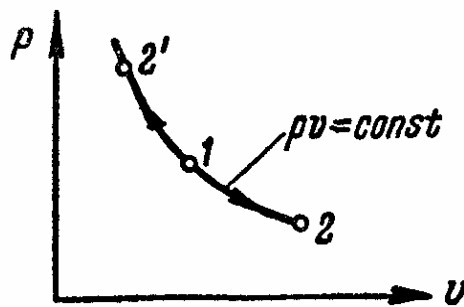


Рис. 4.4.1 Изотермный процесс в $p v$ -диаграмме

3. *Внешняя работа газа.* В изотермном процессе $p v = const$ и давление $p = \frac{const}{v}$. Тогда

$$l = \int_1^2 p dv = const \int_1^2 \frac{dv}{v} = p v \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (4.4.3)$$

Формула (4.4.4) для l является основной. Возможно написать несколько разновидностей ее, пользуясь соотношениями

$$p v = RT \text{ и } \frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}$$

и переходя от натуральных логарифмов к десятичным.

Примерами могут служить формулы:

$$l = RT \ln \frac{v_2}{v_1} [\text{кГм/кг}] \quad (4.4.4)$$

или

$$l = 2,3RT \lg \frac{p_2}{p_1} [\text{кГм/кг}]. \quad (4.4.5)$$

4. *Теплота процесса.* Как было сказано выше, в изотермном процессе

$$q = Al [\text{ккал/кг}] \quad (4.4.6)$$

Подставляя сюда значение l из уравнений (4.4.3), (4.4.4) или (4.4.5), можно получить несколько выражений для теплоты процесса.

4.5 Изменение состояния газа без теплообмена с внешней средой (адиабатный процесс)

В адиабатном процессе тепло газу не сообщается и не отводится от него, следовательно, основное условие такого процесса:

$$dq = 0.$$

При условии $dq = 0$, разумеется, и $q = 0$. Однако основным условием того, что теплообмен в процессе отсутствует, является выражение $dq = 0$, а не $q=0$. Действительно, если газу сначала сообщать тепло, а потом отводить, то для процесса в целом может быть $q = 0$, но процесс не будет адиабатным вследствие того, что происходил теплообмен между газом и внешней средой.

Примером адиабатного процесса может служить сжатие или расширение газа в сосуде с нетеплопроводными стенками. Близки к адиабатным также процессы быстрого сжатия или расширения газов в оболочках из плохо проводящего тепло материала.

1. Энергетическая характеристика процесса. При $dq = 0$ на основании первого закона термодинамики имеем:

$$dq = du + Adl = 0 \text{ и } Adl = -du, \quad (4.5.1)$$

то есть в адиабатном процессе внешняя работа совершается за счет изменения внутренней энергии рабочего тела.

Для газа $du = c_v dt$ характеристика процесса напишется в виде:

$$Apdv = -c_v dt,$$

то есть в адиабатном процессе изменения объема и температуры газа противоположны по знаку. Поэтому при адиабатном расширении ($dv > 0$) температура газа понижается ($dt < 0$), а при адиабатном сжатии ($dv < 0$) – повышается ($dt > 0$).

2. Зависимость между параметрами и график процесса. При $dq = 0$ из уравнения первого закона термодинамики имеем:

$$c_v dt = Apdv = 0. \quad (4.5.2)$$

Это уравнение выражает зависимость между тремя переменными параметрами газа p , v и T , которые связаны между собой также уравнением состояния.

Для получения зависимости между p и v выразим T через p и v .

Из уравнения состояния $T = \frac{1}{R}pv$ и

$$dT = dt = \frac{1}{R}(pdv + vdp).$$

Подставляя значение dt в уравнение (4.5.2), получим:

$$\frac{c_v}{R}(pdv + vdp) + Apdv = 0. \quad (4.5.3)$$

После умножения обеих частей этого уравнения на R и приведения подобных членов найдем:

$$(c_v + AR)pdv + c_v vdp = 0$$

или

$$c_p pdv + c_v vdp = 0. \quad (4.5.4)$$

Делим уравнение (4.5.4) на $c_v pv$:

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

или, вводя обозначение $\frac{c_p}{c_v} = k$,

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0 \quad (4.5.5)$$

Принимая значение k постоянным и интегрируя уравнение (4.5.5), найдем:

$$k \ln v + \ln p = const$$

или

$$\begin{aligned} \ln pv^k &= const \\ pv^k &= const. \end{aligned} \quad (4.5.6)$$

Уравнение (4.5.6) называется уравнением адиабаты. Оно дает зависимость между p и v и является уравнением неравнобокой гиперболы с показателем

$$k = \frac{c_p}{c_v}.$$

Величина $k = \frac{c_p}{c_v}$ в уравнении (4.5.6) называется показателем адиабаты. Для двухатомных газов $k \approx 1,4$ и для трехатомных газов $k \approx 1,3$.

Вид адиабаты, проходящей через точку 1 на $p\nu$ -диаграмме, показан на рисунке 4.5.1 сплошной линией. На том же рисунке пунктирной линией показана изотерма, проходящая через точку 1.

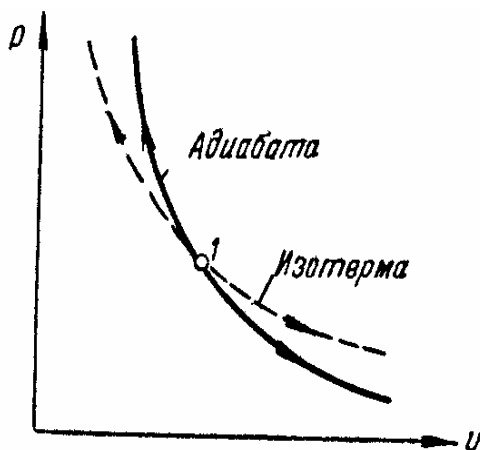


Рис. 4.5.1 Адиабатный процесс в $p\nu$ -диаграмме

Построение обеих кривых производится по точкам, координаты которых определяются предварительно вычислением.

Из рисунка 4.5.1 видно, что адиабата является кривой, по сравнению с изотермой, более круто поднимающейся вверх.

Участок адиабаты вправо от начальной точки 1 соответствует расширению газа, а участок влево от точки 1 – сжатию.

Последовательной заменой в уравнении (4.5.6) величин p и ν их значениями, вытекающими из уравнения состояния, можно получить другие виды уравнения адиабаты, дающие зависимость между ν и T и между p и T .

Подставляя в уравнение (4.5.6) значение $p = \frac{RT}{\nu}$, найдем:

$$T\nu^{k-1} = const \quad (4.5.7)$$

Подставляя же в уравнение (4.5.6) значение $p = \frac{RT}{\nu} = RTp^{-1}$,

найдем:

$$T^k p^{1-k} = const$$

или после извлечения из обеих частей этого уравнения корня k -ой степени:

$$Tp^{\frac{1-k}{k}} = const \quad (4.5.8)$$

Из уравнений (4.5.6), (4.5.7) и (4.5.8) вытекают следующие зависимости между параметрами газа в адиабатном процессе:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k; \quad (4.5.9)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}; \quad (4.5.10)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (4.5.11)$$

Этими соотношениями пользуются при расчетах.

3. *Внешняя работа.* Для адиабатного процесса

$$pv^k = const \text{ И } p = \frac{const}{v^k} = const v^{-k}.$$

Внешняя работа

$$l = \int_1^2 p dv = const \int_1^2 v^{-k} du = \Big|_1^2 const \frac{v^{-k+1}}{-k+1},$$

где вертикальная черта означает знак подстановки пределов интегрирования.

Подставляя значение $const = pv^k$ и производя подстановку пределов, найдем:

$$l = \Big|_1^2 \frac{pv^k v^{-k+1}}{-k+1} = \Big|_1^2 \frac{pv}{1-k} = \frac{1}{1-k} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2), \quad (4.5.12)$$

а так как $pv = RT$, то одновременно

$$l = \frac{1}{k-1} R(t_1 - t_2) [\text{кГм/кг}]. \quad (4.5.13)$$

Кроме двух выражений (4.5.12) и (4.5.13) для внешней работы адиабатного процесса может быть получено и третье. Действительно, для адиабатного процесса, в соответствии с его энергетической характеристикой,

$$Al = -\Delta u = u_1 - u_2 = c_{vm} (t_1 - t_2) [\text{ккал/кг}]$$

или

$$l = \frac{1}{A} c_{vm} (t_1 - t_2) = 427 c_{vm} (t_1 - t_2) [\text{кГм} / \text{кз}]. \quad (4.5.14)$$

4. *Теплота процесса.* В соответствии с определением для адиабатного процесса

$$dq = 0 \quad \text{и} \quad q = 0.$$

4.6 Политропные процессы

1. *Политропный процесс и его энергетическая характеристика.*

В термодинамическом процессе теплота q [ккал], сообщенная рабочему телу, расходуется частью на изменение его внутренней энергии – Δu [ккал], а частью на совершение работы – Al [ккал].

Если долю теплоты, израсходованной на изменение внутренней энергии тела, обозначить через $\alpha = \frac{\Delta u}{q}$, то доля теплоты, израсходованной на совершение работы, будет равна:

$$1 - \alpha = \frac{Al}{q}.$$

В зависимости от условий протекания процесса распределение теплоты может быть самым разнообразным и будет характеризоваться различными значениями α .

Так, например, в изохорном процессе $\alpha = 1$, то есть все тепло расходуется на изменение внутренней энергии, а в изотермном $\alpha = 0$, то есть вся теплота расходуется на совершение внешней работы.

В других процессах α может иметь иные значения.

Процессы, в ходе которых на изменение внутренней энергии расходуется некоторая определенная доля теплоты, называются политропными (то есть многообразными). Таких процессов весьма большое количество и к числу их могут быть отнесены все ранее рассмотренные основные процессы.

В общем случае политропный процесс протекает с изменением всех основных параметров состояния газа, причем эти параметры свя-

заны между собой определенной зависимостью, вид которой может быть установлен следующим образом.

По первому закону термодинамики имеем:

$$du = c_v dT + A p dv . \quad (4.6.1)$$

В политропном процессе на изменение внутренней энергии газа расходуется определенная доля теплоты. Поэтому

$$du = c_v dT \quad (4.6.2)$$

или

$$dq = \frac{c_v dt}{\alpha} = c_n dT , \quad (4.6.3)$$

где $c_n = \frac{c_v}{\alpha}$ – истинная политропная теплоемкость газа.

Из уравнений (4.6.1) и (4.6.3) имеем:

$$c_n dT = c_v dT + A p dv$$

или

$$(c_n - c_v) dT - A p dv = 0 \quad (4.6.4)$$

Полученное уравнение (4.6.4) дает зависимость между тремя основными параметрами газа p , v и T . Для получения зависимости между p и v исключим из уравнения (4.6.4) величину T .

Из уравнения состояния имеем:

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

и

$$dT = \frac{1}{R} (p dv + v dp) .$$

Подставляя найденное значение dT в уравнение (4.6.4), найдем:

$$\frac{c_n - c_v}{R} = (p dv + v dp) - A p dv = 0 . \quad (4.6.5)$$

Делим уравнение (4.6.5) на $\frac{c_n - c_v}{R}$ и делаем приведение подобных членов. Получаем:

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

и

$$\left(1 - \frac{AR}{c_n - c_v}\right)pdv + vdp = 0. \quad (4.6.6)$$

Подставляя в уравнение (4.6.6) значение $AR = c_p - c_v$, после элементарных преобразований найдем:

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}pdv - vdp = 0 \quad (4.6.7)$$

Полагаем $\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n$ и делим уравнение (4.6.7) на pv .

Тогда

$$n\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0 \quad (4.6.8)$$

После интегрирования полученного уравнения находим:

$$\ln(pv^n) = const$$

или

$$pv^n = const. \quad (4.6.9)$$

Уравнение (4.6.9) называется уравнением политропы, а n – ее показателем. Показатель

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \quad (4.6.10)$$

может принимать любое значение в пределах от $+\infty$ до $-\infty$, но для каждого политропного процесса n имеет некоторое постоянное значение, которым определяется теплоёмкость процесса c_n и распределение теплоты в нем.

Из уравнения (4.6.10) имеем:

$$nc_n - nc_v = c_n - c_p \quad \text{ИЛИ} \quad c_n(n-1) = nc_v - c_p,$$

откуда теплоёмкость политропного процесса

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1} \quad (4.6.11)$$

А так как $c_n = \frac{c_v}{\alpha}$, то доля тепла, расходуемого на изменение внутренней энергии газа, равна:

$$\alpha = \frac{du}{dq} = \frac{n-1}{n-k} \quad (4.6.12)$$

И СООТВЕТСТВЕННО

$$1 - \alpha = \frac{Adl}{dq} = \frac{1-k}{n-k} = \frac{k-1}{k-n}. \quad (4.6.13)$$

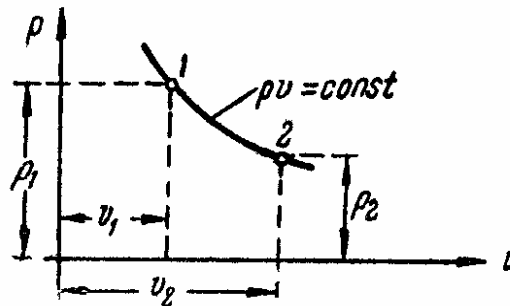


Рис. 4.6.1 Политропный процесс в pV -диаграмме

Каждый определенный политропный процесс изображается на pV -диаграмме некоторой линией, называемой политропой. Значение показателя, соответствующего той или иной политропе, может быть определено по координатам двух точек, через которые она проходит.

Действительно, если точки 1 и 2 (рис. 4.6.1) лежат на политропе, то их координаты должны удовлетворять уравнению (4.6.9), то есть

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n \text{ и } \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n.$$

Логарифмируя это соотношение, найдем:

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

и

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}} \quad (4.6.14)$$

Измерив на диаграмме координаты точек 1 и 2 в каких-либо единицах длины, например в миллиметрах, по уравнению (4.6.14) определим значение n .

Политропный процесс является наиболее общим термодинамическим процессом и на него не наложено каких-либо ограничений как в смысле изменения основных параметров, так и в смысле

теплообмена. В общем случае такой процесс может протекать при наличии теплообмена с окружающей средой и с изменением всех основных параметров p , v и t .

В частных случаях отдельные параметры в политропном процессе остаются неизменными или же отсутствует теплообмен газа с окружающей средой. Именно такими частными случаями являются все ранее рассмотренные основные процессы: изохорный, изобарный, изотермный и адиабатный. Действительно, общее уравнение (4.6.1) политропы превращается в уравнения отдельных основных процессов при следующих значениях показателя n :

Изобарный процесс ($p = const$)..... $n = 0$

Изотермный процесс ($p v = const$)..... $n = 1$

Адиабатный процесс ($p v^k = const$)..... $n = k = \frac{c_p}{c_v}$;

Изохорный процесс ($v = const$)..... $n = \infty$.

Значения n для первых трех процессов очевидны. Значение же n для изохорного процесса легко уясняется из уравнения (4.6.14). При $v_1 = v_2$ имеем

$$\lg \frac{v_2}{v_1} = 0 \text{ и } n = \infty.$$

На рисунке 4.6.2 изображены в $p v$ -диаграмме политропы расширения и сжатия, соответствующие основным газовым процессам: изохорному ($n = \infty$), изобарному ($n = 0$), изотермному ($n = 1$) и адиабатному ($n = k = 1.4$). Все эти политропы проведены через точку A и характеризуются частными значениями показателя n .

Нанесенные на рисунке 4.6.2 линии основных процессов позволяют определить относительное расположение политроп при других значениях показателя n и установить, протекает ли данный политропный процесс с подводом тепла к рабочему телу или с отводом тепла от него.

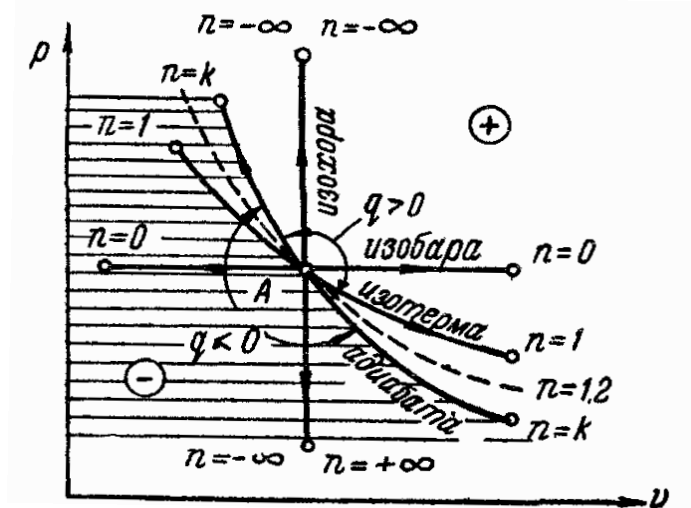


Рис. 4.6.2 Относительное расположение политроп на Pv -диаграмме

Из рисунка видно, что адиабата ($dq = 0$ и $q = 0$), проходящая через точку A , делит диаграмму на две части. Все политропы, исходящие из точки A и расположенные правее адиабаты, соответствуют процессам с подводом тепла ($dq > 0$); политропы же, исходящие из той же точки, но расположенные левее адиабаты, соответствуют процессам с отводом тепла ($dq < 0$).

Так, например, политропа с показателем $n = 1,2$ расположится на Pv -диаграмме между адиабатой ($n = k \approx 1,4$) и изотермой ($n = 1$). При этом участок расширения такой политропы будет лежать правее адиабаты, а участок сжатия – левее. Поэтому при расширении по такой политропе газу будет подводиться тепло, а при сжатии – отводиться.

2. *Зависимость между параметрами.* В политропном процессе зависимость между параметрами p и v выражается уравнением:

$$pv^n = const.$$

Это уравнение по форме одинаково с уравнением адиабаты ($pv^k = const$). Поэтому формулы, установленные для адиабатного процесса на основе уравнения $pv^k = const$ и уравнения состояния $Pv = RT$, будут справедливы для политропного процесса при замене в них показателя k на n .

По аналогии с адиабатой для политропы можно написать еще два уравнения, а именно:

$$T\nu^{n-1} = \text{const} \quad (4.6.15)$$

$$Tp^{\frac{n-1}{n}} = \text{const}. \quad (4.6.16)$$

Так же как и для адиабаты, соотношения между параметрами для политропы могут быть представлены в следующем виде:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\nu_2}{\nu_1}\right)^n; \quad (4.6.17)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{n-1}; \quad (4.6.18)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (4.6.19)$$

3. *Внешняя работа.* Выражение для работы политропного процесса получим интегрированием уравнения $l = \int_1^2 p d\nu$ при условии $p\nu^n = \text{const}$. Найденная при этом формула будет отличаться от соответствующей формулы для работы адиабатного процесса только заменой k на n , то есть:

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1\nu_1 - p_2\nu_2) [\text{кГм/гк}] \quad (4.6.20)$$

или

$$l = \frac{1}{n-1} R(t_2 - t_1) [\text{кГм/кг}]. \quad (4.6.21)$$

4. *Теплота процесса.* Теплота политропного процесса

$$q = c_n (t_1 - t_2) [\text{ккал/кг}], \quad (4.6.22)$$

где c_n – политропная теплоемкость газа.

Теплоемкость c_n политропного процесса, как видно из выражения (4.6.11), может быть положительной или отрицательной, в зависимости от значения показателя n .

Из уравнения для теплоты процесса

$$dq = c_n dt$$

следует, что при отрицательной теплоемкости c_n температура газа будет понижаться ($dt < 0$) при сообщении ему тепла ($dq > 0$).

Такое положение может быть, если газу при расширении подводится тепла меньше, чем величина совершаемой работы. При этом работа будет совершаться не только за счет подводимого тепла, но и за счет внутренней энергии газа, что и вызовет уменьшение внутренней энергии газа и понижение его температуры.

Точно так же, если работа, затраченная на сжатие газа, больше, чем количество отводимого тепла, то внутренняя энергия газа увеличивается и температура повышается, несмотря на отвод тепла. Теплоемкость и в этом случае будет отрицательной.

5 СЖАТИЕ ГАЗА В КОМПРЕССОРЕ

5.1 Рабочий процесс компрессора. Работа компрессора

Компрессором называется машина, предназначенная для получения сжатого воздуха или другого газа.

Сжатый воздух применяется в различных отраслях техники как энергоноситель для привода различных машин, пневматического инструмента и т. п.

По принципу работы различают несколько типов компрессоров: поршневые, центробежные и др.

Рассмотрим кратко устройство и работу поршневого одноступенчатого компрессора. Принципиальная схема такого компрессора представлена на рисунке 5.1.1.

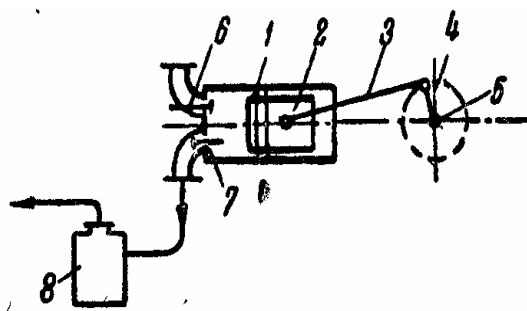


Рис. 5.1.1 Схема одноступенчатого компрессора:

*1 – цилиндр; 2 – поршень; 3 – шатун; 4 – кривошип; 5 – вал;
6 – всасывающий клапан; 7 – нагнетательный клапан; 8 – резервуар*

Компрессор состоит из цилиндра (1) и поршня (2), который приводится в возвратно-поступательное движение от вала (5) посредством кривошипа (3) и шатуна (4). Вал компрессора вращается электрическим или иным двигателем. В крышке цилиндра компрессора имеются два клапана: всасывающий (6) и нагнетательный (7), которые открываются и закрываются автоматически, под действием разности давлений воздуха в цилиндре и трубопроводах.

При приходе поршня в крайнее левое положение он не подходит вплотную к крышке цилиндра и между ними остается некоторое пространство, называемое вредным.

Рабочий процесс компрессора совершается за один оборот вала или за два хода поршня.

При движении поршня из левого крайнего положения в правое происходит всасывание в цилиндр окружающего воздуха, а при обратном движении поршня – сжатие воздуха до требуемого давления и выталкивание его из цилиндра в резервуар-сборник (8), из которого он поступает к потребителям.

Суммарная работа, расходуемая на всасывание, сжатие и выталкивание воздуха из цилиндра называется работой компрессора и обозначается через L_k .

Рассмотрим прежде всего работу теоретического (идеального) компрессора. В таком компрессоре поршень в крайнем положении подходит вплотную к крышке цилиндра и, следовательно, в нем отсутствует <вредное> пространство. Кроме того, в теоретическом компрессоре отсутствуют потери работы на трение в его механизме и потери давления воздуха при проходе его через клапаны и трубопроводы (гидравлические потери).

Диаграмма рабочего процесса теоретического компрессора представлена на рисунке 5.1.2. Давление наружного воздуха обозначено через P_1 , а давление воздуха в резервуаре-сборнике – через P_2 .

При движении поршня из левого крайнего положения в правое через открывшийся под действием наружного давления всасывающий клапан (3) происходит наполнение цилиндра воздухом (всасывание воздуха) при неизменном давлении P_1 .

Этот процесс изображается на pV диаграмме горизонтальной прямой $a1$.

При обратном ходе поршня всасывающий клапан (6) закрывается, воздух сжимается до давления P_2 (линия 1-2 на диаграмме) и затем через открывшийся нагнетательный клапан (7) выталки-

вается при неизменном давлении из цилиндра в резервуар-сборник (линия 2-3 на диаграмме).

Выталкивание воздуха из цилиндра продолжается до прихода поршня в левое крайнее положение. При начале следующего движения поршня слева направо давление в цилиндре уменьшается, нагнетательный клапан (4) закрывается, открывается всасывающий клапан (3), начинается всасывание в цилиндр наружного воздуха и далее весь рабочий процесс повторяется.

Необходимо отметить, что при всасывании в цилиндр и при выталкивании из цилиндра давление и температура воздуха остаются неизменными, а меняется только его количество. Поэтому линия всасывания $a1$ и линия выталкивания воздуха $2б$ не являются изображением термодинамических процессов при $p = \text{const}$.

Работа компрессора, то есть работа, затраченная на всасывание, сжатие и выталкивание воздуха, на p^v -диаграмме (рис. 5.1.2) изображится площадью $a12б$ внутри контура его рабочего процесса.

Как видно из диаграммы,

$$пл.a12б = пл.ob2c + пл.c21d - пл.oa1d . \quad (5.1.1)$$

При этом пл. $ob2c = p_2V_2$ изображает работу, затраченную на выталкивание воздуха; пл. $c21d = L_{сж}$ изображает работу, затраченную на сжатие воздуха в цилиндре; пл. $oa1d = p_1V_1$ изображает работу всасывания воздуха.

Эта работа производится наружным воздухом при наполнении цилиндра.

Подставляя в уравнение (5.1.1) значения отдельных слагаемых, получим следующее выражение для работы компрессора:

$$L_k = p_2V_2 + L_{сж} - p_1V_1. \quad (5.1.2)$$

Сжатие воздуха в компрессоре может быть адиабатным, изотермным и политропным, в зависимости от условий теплообмена воздуха со стенками цилиндра.

При быстром сжатии воздуха и отсутствии охлаждения цилиндра компрессора теплообменом между ними можно пренебречь и считать сжатие адиабатным.

При медленном сжатии воздуха и интенсивном охлаждении стенок цилиндра температура воздуха при сжатии будет почти неизменной и сжатие воздуха можно считать изотермным.

В действительных условиях работы компрессора сжатие воздуха в нем чаще всего производится по политропе с показателем n , который меньше k , но больше единицы (обычно $n = 1,2 \div 1,3$).

На рисунке 5.1.3 представлены диаграммы теоретического компрессора при сжатии газа по изотерме (линия $1-2'$), адиабате (линия $1-2''$) и политропе с показателем n , значение которого больше единицы, но меньше k (линия $1-2'''$).

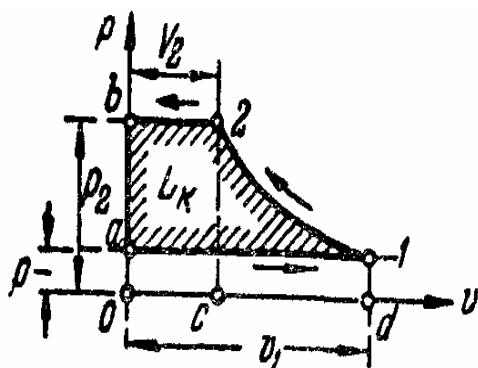


Рис 5.1.2 Pv -диаграмма рабочего процесса теоретического компрессора

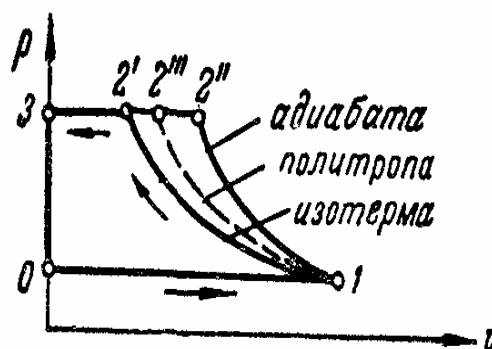


Рис. 5.1.3 Работа компрессора при различных процессах сжатия

Наименьшая работа компрессора получается при сжатии газа по изотерме, а наибольшая – по адиабате. При сжатии по политропе работа принимает промежуточное значение. Следовательно, изотермное сжатие газа в компрессоре наиболее выгодно.

5.2 Работа компрессора при различных процессах сжатия

1. *Изотермное сжатие.* В этом случае $p_1V_1 = p_2V_2$ и

$$L_{сж} = p_1V_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Тогда из общего выражения (5.1.2) для L_K получим:

$$L_k = L_{сж} = p_1V_1 \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (5.2.1)$$

то есть в этом случае работа компрессора равна работе изотермного сжатия.

При изотермном сжатии воздуха от последнего необходимо отводить теплоту, эквивалентную работе сжатия, то есть

$$Q = AL_{сж}.$$

2. *Адиабатное сжатие.* В этом случае $p_1V_1 \neq p_2V_2$ и

$$L_{сж} = \frac{1}{k-1}(p_2V_2 - p_1V_1).$$

Подставляя значение $L_{сж}$ в общее выражение (5.1.2), получим:

$$\begin{aligned} L_{k(ad)} &= p_2V_2 - p_1V_1 + \frac{1}{k-1}(p_2V_2 - p_1V_1) = \\ &= \left(1 + \frac{1}{k-1}\right) \cdot (p_2V_2 - p_1V_1) = \frac{k}{k-1}(p_2V_2 - p_1V_1), \end{aligned} \quad (5.2.2)$$

то есть в данном случае работа компрессора в k раз больше работы адиабатного сжатия.

Выражение (5.2.2) может быть переписано также в следующем виде:

$$L_{k(ad)} = \frac{k}{k-1} p_1V_1 \left(\frac{p_2V_2}{p_1V_1} - 1 \right) = \frac{k}{k-1} p_1V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (5.2.3)$$

или

$$L_{k(ad)} = \frac{k}{k-1} GRT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (5.2.4)$$

3. *Политропное сжатие.* Формулы для работы компрессора в случае политропного сжатия могут быть получены из соответствующей

ших формул для работы L_k при адиабатном сжатии путем замены в последних показателя адиабаты k на показатель политропы n . При политропном сжатии воздуха, в отличие от адиабатного, от него должна быть отведена теплота в количестве

$$Q = c_v \frac{n-k}{n-1} G(t_2 - t_1) [\text{ккал.}] \quad (5.2.5)$$

5.3 Многоступенчатое сжатие

Для получения сжатого воздуха высокого давления (7-500 *ата*) применяются обычно двух-, трех- и более ступенчатые компрессоры с промежуточным охлаждением.

Принципиальная схема трехступенчатого компрессора дана на рисунке 5.3.1.

Такой компрессор представляет соединение трех последовательно работающих одноступенчатых компрессоров и промежуточных холодильников, в которых производится охлаждение воздуха при переходе его из одной ступени сжатия в следующую.

При промежуточном охлаждении понижается температура воздуха при сжатии его в последующей ступени, в результате чего:

- а) улучшаются условия работы смазки в цилиндрах;
- б) уменьшается общая работа компрессора, так как процесс многоступенчатого сжатия приближается к изотермному.

Рабочий процесс идеального трехступенчатого компрессора с политропным сжатием воздуха в отдельных ступенях представлен в p^v -диаграмме на рисунке 5.3.2.

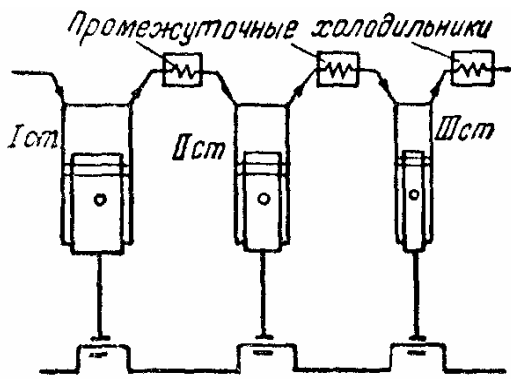


Рис. 5.3.1 Схема трехступенчатого компрессора

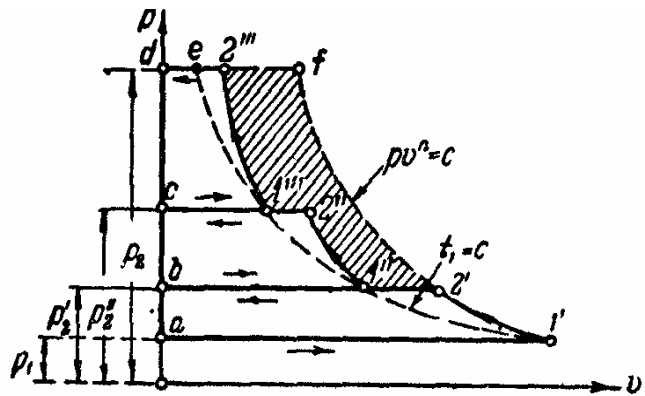


Рис. 5.3.2 Pv-диаграмма рабочего процесса теоретического трехступенчатого компрессора

На этой диаграмме рабочий процесс первой ступени изображается контуром $al'2'b$, рабочий процесс второй ступени – контуром $b1''2''c$, рабочий процесс третьей ступени – контуром $c1'''2'''d$.

Площади внутри этих контуров изображают работу соответствующих ступеней сжатия L_k' , L_k'' и L_k''' .

Работа всего компрессора

$$L_k = L_k' + L_k'' + L_k'''.$$

При построении диаграммы принято, что охлаждение воздуха после каждой ступени производится до первоначальной температуры t_1 . При этом точки начала сжатия воздуха в отдельных ступенях (точки $1'$, $1''$ и $1'''$) расположатся на одной изотерме $1's$.

Кроме того, при отсутствии потерь давления в клапанах компрессора, трубопроводах и промежуточных холодильниках линия выталкивания воздуха из предыдущей ступени (например, из первой) и линия всасывания воздуха в последующую ступень (например, во вторую) расположатся на одной изобаре. При этом линия всасывания воздуха во вторую ступень (линия $b1''$) будет короче линии выталкивания воздуха из первой ступени (линия $2b$) вследствие уменьшения объема воздуха при его охлаждении в промежуточном холодильнике.

Показатели политроп сжатия на всех ступенях приняты одинаковыми.

Линия $l'd$ – политропа одноступенчатого сжатия воздуха от начального давления p_1 до конечного p_2 .

Площадь $a'l'cb''' = L_{k(из)}$ изображает работу компрессора при одноступенчатом изотермном сжатии воздуха. Площадь $a'l'db''' = L_{k(пол)}$ изображает работу компрессора при одноступенчатом политропном сжатии воздуха.

Уменьшение затраты работы при переходе от одноступенчатого сжатия к трехступенчатому изображено на диаграмме заштрихованной площадью.

Распределение общего перепада давлений между ступенями компрессора. Распределение общего перепада давлений между ступенями компрессора желательно иметь таким, при котором его работа будет наименьшей.

Рассмотрим работу идеального двухступенчатого компрессора, в котором давление газа повышается в первой ступени от p_1 до p_x , а во второй – от p_x до p_2 .

Предположим, что в обеих ступенях газ сжимается по политропам с одинаковыми показателями и в промежуточном холодильнике газ охлаждается до первоначальной температуры T_1 . Работа компрессора, расходуемая на сжатие 1 кг газа, равна сумме работ его отдельных ступеней:

$$\begin{aligned} L_k &= L_k' + L_k'' = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] + \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \\ &= \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} + \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 2 \right]. \end{aligned} \quad (5.2.6)$$

Из уравнения (5.2.6) видно, что работа компрессора зависит от величины промежуточного давления p_x и будет наименьшей при наименьшей величине выражения:

$$\left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} + \left(\frac{p_2}{p_x} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 2 = \Pi.$$

Согласно с правилами дифференциального исчисления для определения значения p_x , соответствующего минимуму выражения Π , нужно взять первую производную от Π по p_x , приравнять ее к нулю и полученное уравнение решить относительно p_x .

При этом найдем:

$$\frac{d\Pi}{dp_x} = \frac{n-1}{n} \left(\frac{p_x}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \frac{1}{p_1} + \frac{n-1}{n} \left(\frac{p_2}{p_x}\right)^{\frac{n-1}{n}} \left(-\frac{p_2}{p_x}\right) = 0.$$

После элементарных преобразований получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{p_1} \left(\frac{p_x}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} - \frac{p_2}{p_x^2} \left(\frac{p_2}{p_x}\right)^{\frac{1}{n}} &= p_1^{-\frac{n-1}{n}} p_x^{-\frac{1}{n}} - p_2^{\frac{n-1}{n}} p_x^{-\frac{1}{n}} = \\ &= p_x^{-\frac{1}{n}} (p_1^{\frac{1-n}{n}} - p_2^{\frac{n-1}{n}} p_x^{\frac{1-n}{n}}) = 0. \end{aligned}$$

Отсюда

$$p_x^{\frac{1-n}{n}} = p_1^{\frac{1-n}{n}} p_2^{\frac{1-n}{n}}$$

или

$$p_x^2 = p_1 p_2. \quad (5.2.7)$$

Уравнение (5.2.7) может быть переписано в виде:

$$\frac{p_x}{p_1} = \frac{p_2}{p_x}. \quad (5.2.8)$$

Отношение $\frac{p_x}{p_1} = \beta_1$ называется степенью повышения давления газа в первой ступени компрессора, а отношение $\frac{p_2}{p_x} = \beta_2$ – степенью повышения давления газа во второй ступени.

Из уравнения (5.2.8) следует, что работа компрессора будет наименьшей при равенстве степеней повышения давления в отдельных ступенях.

Общая степень повышения давления газа $\frac{p_2}{p_1}$ в компрессоре равна произведению степеней сжатия в отдельных ступенях, то есть

$$\beta_1 \beta_2 = \frac{p_2}{p_1}. \quad (5.2.9)$$

Учитывая, что $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, из уравнения (5.2.9) найдем наивыгоднейшую величину степени сжатия в каждой ступени:

$$\beta = \sqrt{\frac{p_2}{p_1}}.$$

Таким же образом можно показать, что в случае m -ступенчатого компрессора наивыгоднейшая степень повышения давления в каждой ступени равна:

$$\beta = \sqrt[m]{\frac{p_2}{p_1}}. \quad (5.2.10)$$

При одинаковых степенях сжатия будут равны между собой конечные температуры газа в отдельных ступенях компрессора, работы отдельных ступеней и количества тепла, отводимого от газа как в отдельных ступенях, так и в промежуточных холодильниках.

5.4 Действительная индикаторная диаграмма одноступенчатого компрессора

Действительный (реальный) компрессор отличается от теоретического наличием вредного пространства и потерь давления в клапанах и трубопроводах.

Диаграмма рабочего процесса действительного компрессора называется также индикаторной диаграммой, так как она может быть получена с помощью особого прибора-индикатора.

Индикаторная диаграмма компрессора показана на рисунке 5.4.1.

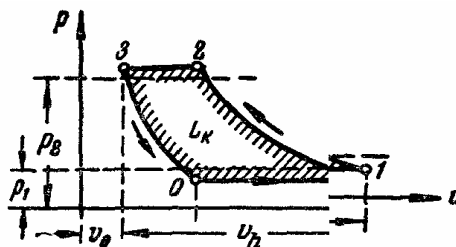


Рис. 5.4.1 Индикаторная диаграмма одноступенчатого компрессора

Через V_h обозначен рабочий объем цилиндра компрессора, то есть объем, освобождаемый поршнем при переходе его из одного

крайнего положения в другое. Через V_o обозначен объем вредного пространства в цилиндре (обычно $V_o = 0,04 \div 0,08$ от V_h).

Вследствие наличия потерь давления в клапанах и трубопроводах воздуха в цилиндре при всасывании несколько меньше наружного давления p_1 , а при выталкивании – несколько больше давления p_2 в нагнетательном патрубке.

По окончании выталкивания сжатого воздуха из цилиндра некоторое количество его остается во вредном пространстве.

При обратном ходе поршня всасывание новой порции наружного воздуха начнется лишь после того, как давление воздуха, оставшегося во вредном пространстве, понизится до давления несколько меньшего, чем наружное.

Процесс расширения остаточного сжатого воздуха в цилиндре изображается линией 3-0.

К началу всасывания объем этого воздуха будет равен V_{ocm} , и при дальнейшем движении поршня в цилиндр может попасть наружный воздух лишь в объеме $V_h - V_{ocm}$. Таким образом, наличие вредного пространства заметно снижает производительность компрессора.

Помимо этого, наличие вредного пространства ограничивает давление сжатия воздуха в цилиндре. Действительно, если при сжатии, при некотором давлении P_{max} , весь воздух, находившийся в цилиндре, уместится во вредном пространстве, то вытолкнуть воздух из цилиндра будет нельзя. Это и будет предельным давлением сжатия, при котором производительность компрессора станет равной нулю.

5.5 Работа и мощность действительного компрессора

Работа теоретического компрессора при изотермном и адиабатном сжатии газа определяется по формулам (5.2.1) и (5.2.3).

Действительная работа, затрачиваемая на привод компрессора, больше теоретической вследствие наличия в компрессоре гидравлических и механических потерь.

Отношение теоретической работы компрессора при изотермном сжатии газа (L_{κ}^{u3}) к действительной работе (L_{κ}^e), затрачиваемой на валу компрессора, называется изотермным коэффициентом его полезного действия (η_{u3})

$$\eta_{u3} = \frac{L_{\kappa}^{u3}}{L_{\kappa}^e}. \quad (5.5.1)$$

На основании соотношения (5.5.1) работа на валу компрессора будет:

$$L_{\kappa}^e = \frac{L_{\kappa}^{u3}}{\eta_{u3}}.$$

По данным практики для поршневых компрессоров $\eta_{u3} = 0,6 \div 0,65$.

Для определения L_{κ}^e можно пользоваться также величиной работы теоретического компрессора при адиабатном сжатии, введя понятие об адиабатном к.п.д. компрессора, то есть

$$L_{\kappa}^e = \frac{L_{\kappa}^{a\delta}}{\eta_{a\delta}}. \quad (5.5.2)$$

По данным практики, для поршневых компрессоров $\eta_{a\delta} = 0,7 \div 0,75$.

Если работа компрессора, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, равна L_{κ} , то мощность на валу компрессора с часовой производительностью G [кг/час] определится из соотношения:

$$N_e = \frac{L_{\kappa} G}{3600 \cdot 75} = \frac{L_{\kappa} G}{270 \cdot 10^3} \text{ л.с.}$$

6 КРУГОВЫЕ ПРОЦЕССЫ. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

6.1 Круговые термодинамические процессы (циклы)

Сжатый газ, заключенный, например, в цилиндр с поршнем, может производить работу в любом процессе расширения amb (рис. 6.1) или за счет подведенного тепла, или за счет изменения внутренней энергии. Но при однократном расширении газа можно получить лишь ограниченное количество работы. Чтобы осуществить повторное расширение газа, необходимо расширившийся газ вернуть в первоначальное состояние путем сжатия bna .

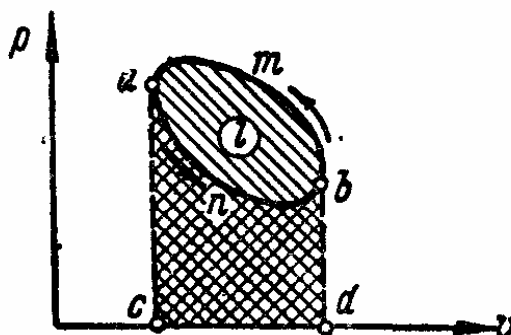


Рис. 6.1.1 Pv-диаграмма прямого цикла

Если затраченная на сжатие газа работа $l_{сж} = \text{пл. } canbd$ будет меньше работы $l_p = \text{пл. } cambd$, полученной при расширении, то в результате осуществления этих процессов получится некоторая положительная работа:

$$l = l_p - l_{сж},$$

которая изобразится на Pv -диаграмме площадью $ambna$, ограниченной замкнутой кривой обоих процессов.

Последовательный ряд процессов, в результате которых рабочее тело возвращается в первоначальное состояние, называется круговым процессом или циклом.

Работа, полученная при осуществлении цикла, называется его полезной работой.

Повторяя цикл неограниченное число раз, можно получить какое угодно количество работы для использования ее внешним потребителем.

На этом принципе основана работа тепловых двигателей, предназначенных для непрерывного превращения подводимого тепла в механическую энергию.

Рассмотренный цикл, в результате осуществления которого получается полезная работа, называется прямым циклом или циклом теплового двигателя. На pV -диаграмме такого цикла линия расширения располагается выше линии сжатия (работа расширения больше работы сжатия) и весь цикл совершается по направлению часовой стрелки.

Цикл, протекающий во всех своих частях бесконечно медленно и, следовательно, состоящий только из равновесных обратимых процессов, называется обратимым. При совершении такого цикла рабочее тело не подвергается ни каким химическим изменениям и количество его остается неизменным.

Если хотя бы один из процессов, входящих в состав цикла, совершается с конечной скоростью, то и этот процесс, а следовательно, и весь цикл, будет необратимым.

Действительные рабочие процессы тепловых двигателей совершаются с конечной скоростью и состоят из ряда необратимых процессов, протекание которых в некоторых случаях сопровождается изменениями химического состава и количества рабочего тела.

Обратимые циклы представляют лишь упрощенную модель действительных рабочих процессов тепловых машин. Поэтому результаты исследования их могут быть перенесены на действительные рабочие процессы лишь при введении соответствующих поправочных коэффициентов.

6.2 Формулировки второго закона термодинамики для прямых обратимых циклов

Второй закон термодинамики определяет:

а) условия, при которых может быть осуществлен непрерывно возобновляемый процесс превращения теплоты в работу, то есть может быть создан тепловой двигатель;

б) максимально возможную долю теплоты, которую можно превратить в работу теплового двигателя.

Опыт постройки тепловых двигателей (паровых машин, двигателей внутреннего сгорания) показал, что работа их возможна лишь при наличии «перепада температуры», то есть при наличии, по крайней мере, двух сред с различной температурой. Эти среды принято называть «горячим источником» и «холодным источником» («холодильником»).

Французский инженер Сади Карно в 1824 г. на основании изучения современных ему паросиловых установок пришел к выводу, что для получения работы с помощью теплового двигателя «недостаточно иметь теплоту, надо добыть еще и холод, без него и теплота бесполезна».

Действительно, при работе паросиловой установки в одной ее части – в паровом котле – воде (рабочему телу) сообщается теплота от горячих дымовых газов (горячий источник) и она превращается в пар. Полученный пар направляется в паровую машину, где он расширяется, производя работу, и охлаждается. Из машины отработавший пар направляется в конденсатор, где он отдает тепло охлаждающей воде (холодный источник) и конденсируется. Полученный конденсат (питательная вода) направляется вновь в паровой котел, где ему сообщается тепло от горячих дымовых газов, и весь процесс повторяется.

Точно так же в двигателе внутреннего сгорания теплота сжигаемого топлива при высокой температуре сообщается рабочему телу (газу) и при более низкой температуре отводится в атмосферу.

Поэтому в работу теплового двигателя может быть превращена не вся теплота, сообщенная рабочему телу, а лишь часть ее.

Все попытки построить тепловой двигатель, работающий без отдачи теплоты в холодильник, неизменно оканчивались неудачей. Процесс превращения теплоты в работу в тепловом двигателе, как выяснилось, неотделим от передачи некоторого количества теплоты холодильнику.

Естественно возникает вопрос:

1) не обусловлено ли это положение несовершенством конструкции двигателя и неудачным выбором физического процесса и рабочего тела;

2) возможно ли вообще, хотя бы в принципе, осуществить тепловой двигатель, в котором вся теплота, сообщенная рабочему телу, будет превращаться в работу.

Никакими логическими рассуждениями ответить на этот вопрос нельзя. Результаты же проделанных опытов заставляют прийти к заключению, что не только на практике, но даже в принципе при использовании любых известных в настоящее время физических процессов с любыми рабочими телами такой тепловой двигатель осуществить невозможно.

Утверждение о принципиальной невозможности превращения в работу двигателя всей теплоты, сообщенной рабочему телу, является важнейшим положением второго закона термодинамики.

Не только это положение, но и все следствия, вытекающие из него, полностью подтверждаются опытом.

Второму закону термодинамики применительно к процессам превращения теплоты в работу теплового двигателя можно дать следующие формулировки:

а) для превращения теплоты в работу теплового двигателя необходимо наличие не только источника тепла, но и холодильника с более низкой температурой, то есть необходим температурный перепад;

б) в тепловом двигателе теплота, сообщенная рабочему телу, не может быть полностью превращена в работу;

в) невозможен тепловой двигатель, работающий за счет теплоты только одного источника, то есть без перепада температуры.

Если бы удалось осуществить двигатель, работающий за счет теплоты только одного источника, то стало бы возможным получение работы за счет теплоты любых окружающих нас тел, например воды морей и океанов.

Таким путем можно было бы получить громадное количество работы. Достаточно сказать, что если бы за счет теплоты морской воды получать всю энергию, которая необходима для работы промышленных предприятий всего мира, то только через 1700 лет температура ее понизилась бы на $0,01^{\circ}\text{C}$.

Такой двигатель не противоречил бы закону сохранения энергии и мог бы быть практически вечным, почему он и получил название вечного двигателя (*perpetuum mobile*) второго рода.

Однако создать такой двигатель невозможно, то есть *perpetuum mobile* (вечный двигатель) второго рода невозможен.

Все эти положения полностью справедливы и для обратимых прямых циклов, и каждое из них является формулировкой второго закона термодинамики.

6.3 Подвод и отвод тепла в цикле

В соответствии со вторым законом термодинамики в прямом цикле рабочему телу сообщается теплота от горячего источника и отводится от рабочего тела в холодильник.

Участки политроп сжатия и расширения, на которых совершается подвод и отвод тепла в цикле, могут быть определены по их расположению относительно соответствующих адиабат.

Адиабаты *I-I*, *II-II* (рис. 6.3.1), касательные к контуру цикла в точках *m* и *n*, определяют границы двух участков *nam* и *mbn* цикла. На

первом из этих участков производится сообщение теплоты рабочему телу, а на втором – отвод ее.

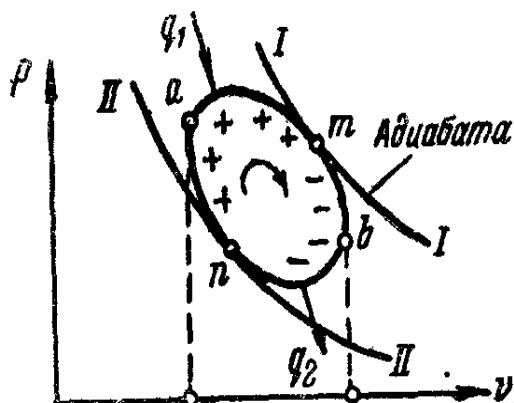


Рис. 6.3.1 Участки подвода (+) и отвода (-) в прямом цикле

Действительно, участок na политропы сжатия располагается правее адиабаты, проходящей через точку n , а участок am политропы расширения – правее адиабаты, проходящей через точку a , что возможно только при подводе тепла к рабочему телу на участке nam .

Аналогичными рассуждениями можно установить, что на участке mnb имеет место отвод тепла от рабочего тела.

Участки подвода и отвода тепла на диаграмме цикла (рис. 6.3.1) отмечены соответственно знаками «плюс» (+) и «минус» (-).

Если далее на диаграмме цикла (рис. 6.3.2) нанести ряд изохор, пересекающих участки подвода и отвода тепла, то точки пересечения этих изохор с линией подвода тепла (например точка c) расположатся выше соответствующих точек на линии отвода тепла (например точка d). Это возможно только при условии, что подвод тепла в цикле совершается при более высоких, а отвод тепла – при более низких температурах.

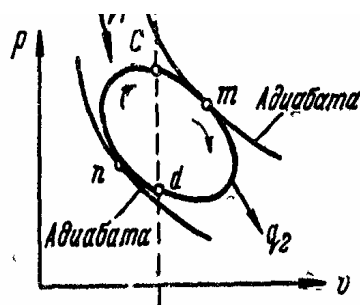


Рис. 6.3.2 Давления на линиях расширения и сжатия в цикле при одинаковом объеме газа

Таким образом, в полном соответствии со вторым законом термодинамики в цикле теплового двигателя теплота сообщается рабочему телу от источников с более высокой температурой, а отводится – в источники с более низкой температурой.

В заключении отметим, что при работе существующих тепловых двигателей в качестве горячего источника используются обычно продукты сгорания топлива, имеющие высокую температуру. Холодильником же для этих двигателей является окружающая среда, то есть атмосферный воздух, в который тепло от рабочего тела отводится или непосредственно, или через посредство так называемой охлаждающей воды.

6.4 Термический коэффициент полезного действия цикла

При осуществлении цикла теплового двигателя: рабочему телу сообщается теплота q_1 от горячего источника; оно отдает холодному источнику теплоту q_2 и совершает внешнюю работу l .

Соотношение между количествами теплоты q_1, q_2 и работы l определяется первым законом термодинамики, согласно которому

$$q_1 - q_2 = \Delta u + Al . \quad (6.4.1)$$

В результате совершения кругового процесса внутренняя энергия рабочего тела не изменяется, так как тело возвращается в свое первоначальное состояние.

Следовательно, $\Delta u = 0$ и

$$q_1 - q_2 = Al . \quad (6.4.2)$$

Отношение теплоты Al , превращенной в полезную работу, к теплоте q_1 , сообщенной рабочему телу от горячего источника, то есть отношение

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} \quad (6.4.3)$$

называется термическим коэффициентом полезного действия, или, сокращенно, термическим к.п.д. цикла.

Значение η_t является показателем совершенства цикла. Чем больше величина η_t , тем большая часть теплоты q_1 , сообщенной рабочему телу, превращается в полезную работу и тем совершеннее рассматриваемый цикл.

Так как $Al = q_1 - q_2$, то выражение для термического к.п.д. цикла может быть представлено также в следующем виде:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (6.4.4)$$

Величина термического к.п.д. цикла всегда меньше единицы, так как невозможно осуществить прямой цикл без отвода от рабочего тела некоторого количества тепла q_2 в холодильник.

К.п.д. реальных теплосиловых установок с двигателями внутреннего сгорания, определяемый как отношение полученной эффективной работы (то есть работы на валу двигателя) к теплоте израсходованного топлива, обычно не превышает 40-50%, а для ряда установок имеет значение 15-20%.

6.5 Обратный цикл

При совершении цикла теплового двигателя от горячего источника к рабочему телу подводилось тепло q_1 и отводилось в холодный источник тепло q_2 . Одновременно совершалась работа l , причем

$$Al = q_1 - q_2.$$

Если все процессы прямого цикла провести в обратном направлении (рис. 6.5.1), то получится обратным и внешний эффект цикла, то есть тепло будет сообщаться рабочему телу от холодного источника (тепло q_2) и отводиться от него в горячий источник (тепло q_1). Одновременно должна быть затрачена работа l , причем так же как и в прямом цикле

$$Al = q_1 - q_2.$$

Для практических целей можно использовать или эффект отвода тепла от холодного источника, или эффект сообщения тепла горячему источнику.

В первом случае машина называется холодильной, так как при помощи нее производится охлаждение тел до температуры более низкой, чем температура окружающего воздуха, который служит горячим источником.

Во втором случае машина называется тепловым насосом и используется для отопления помещений. В этом случае холодным источником служит окружающий воздух или вода природного водоема, от которого при помощи машины отнимается тепло, которое затем при более высокой температуре сообщается внутреннему воздуху отапливаемых помещений.

Состояние рабочего тела в обратном цикле изменяется так, что контур цикла на pV -диаграмме приходится как бы против движения часовой стрелки. Расширение тела совершается при более низкой температуре, чем сжатие, и работа расширения получается меньше работы сжатия. Поэтому цикл может быть осуществлен только при затрате внешней работы:

$$l = \frac{q_1 - q_2}{A}.$$

В результате совершения обратного цикла теплота q_2 переносится от холодного источника к горячему.

Таким образом, теплота не может переходить от тел с низкой температурой к телам более нагретым сама собой, то есть «даровым» процессом. Такой переход теплоты возможно осуществить только при затрате внешней работы. Это положение является еще одной формулировкой второго закона термодинамики.

Обратный цикл тем совершеннее, чем меньше величина отношения

$$\varepsilon = \frac{q_2}{Al},$$

называемого холодильным коэффициентом цикла.

Холодильный коэффициент цикла показывает, какое количество теплоты отнимается от холодного источника при затрате одной единицы внешней работы (выраженной в килокалориях), и его величина, как правило, больше единицы.

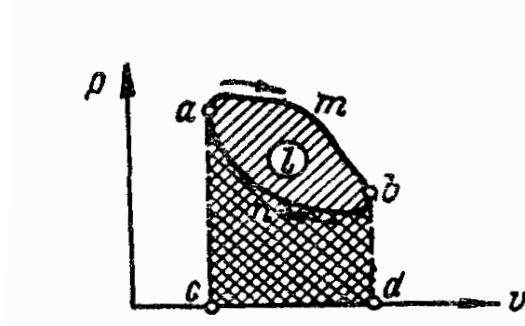


Рис. 6.5.1 Pv -диаграмма обратного цикла на pv -диаграмме

Участки подвода и отвода тепла в обратном цикле, так же как и в прямом, определяются при нанесении на его pv -диаграмму (рис. 6.5.2) двух адиабат, касательных к его контуру в точках m и n .

Подвод тепла к рабочему телу совершается на участке nbt , а отвод тепла – на участке tan .

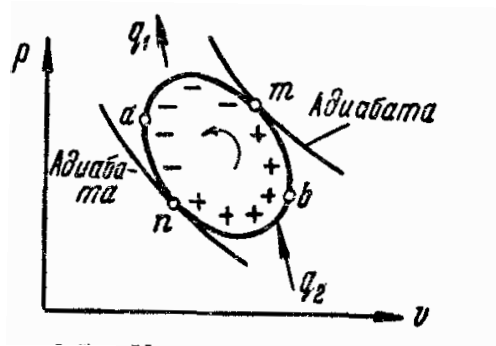


Рис. 6.5.2 Участки подвода (+) и отвода (-) тепла на pv -диаграмме обратного цикла

7 ЦИКЛ КАРНО. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

7.1 Цикл Карно

1. *Прямой цикл Карно.* Комбинируя различные термодинамические процессы, можно получить большое количество прямых циклов с различными значениями к.п.д.

Естественно возникает вопрос, какой же из них в заданных температурных границах будет иметь наибольший к.п.д. и каково его значение.

Ответ на этот вопрос был дан в 1824 г. Карно на основании изучения рабочего процесса современных ему паровых машин, которые были единственными тепловыми двигателями того времени. Современные Карно паровые машины были несовершенны конструктивно, работали паром низкого давления и имели очень низкие к.п.д. Никакой теории этих машин не существовало. Усовершенствование их производилось путем создания «на ощупь» новых конструкций, причем некоторые из них оказывались иногда более удачными и отдавали больше работы на каждый килограмм затраченного топлива.

Было неизвестно: «возможно ли безграничное усовершенствование паровой машины в смысле увеличения ее к.п.д. или есть граница, которую природа вещей мешает перешагнуть каким-либо образом?»

Работая над решением поставленного вопроса, Карно предложил цикл, термический к.п.д. которого имеет наибольшее значение по сравнению со всеми другими циклами, совершающимися в заданных пределах температур.

Цикл Карно осуществляется при наличии «горячего источника», имеющего температуру T_1 , и «холодного источника» с температурой T_2 . Цикл состоит из двух изотермных и двух адиабатных процессов, и его графическое изображение для случая, когда рабочим телом служит идеальный газ, представлено на рисунке 7.1.1.

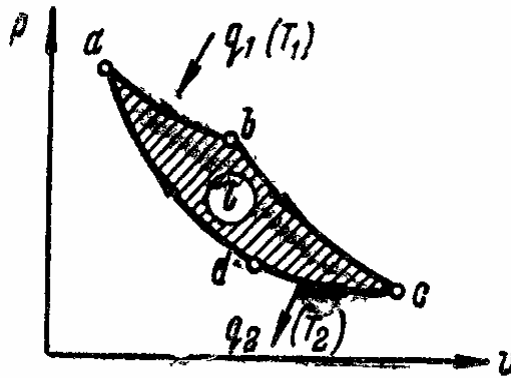


Рис. 7.1.1 Pv -диаграмма прямого цикла Карно

В начальном состоянии (точка a) газ имеет температуру T_1 и давление p_1 . От начального состояния газ изотермически расширяется до состояния b , причем ему от горячего источника сообщается теплота q_1 , которая полностью превращается в работу.

Из состояния b газ расширяется адиабатно до состояния c , совершая работу за счет уменьшения внутренней энергии. При этом температура газа понижается от T_1 до T_2 . От состояния c газ возвращается в первоначальное состояние путем сжатия сначала по изотерме cd , а затем по адиабате da . При изотермном сжатии от газа отводится в холодильник теплота q_2 , эквивалентная затраченной работе. При адиабатном сжатии за счёт затрачиваемой работы увеличивается внутренняя энергия газа, и температура его повышается от T_1 до T_2 .

Найдем термический к.п.д. цикла Карно.

Согласно определению:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (7.1.1)$$

Так как в цикле Карно тепло подводится к газу и отводится от него по изотермам, то

$$q_1 = ART_1 \ln \frac{v_b}{v_a} \quad \text{и} \quad q_2 = ART_2 \ln \frac{v_c}{v_d}.$$

Подставляя значения q_1 и q_2 в уравнение (7.1.1), найдем:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 \ln \frac{v_c}{v_d}}{T_1 \ln \frac{v_b}{v_a}} . \quad (7.1.2)$$

Так как обе адиабаты bc и da протекают в пределах температур T_1 и T_2 , то для них соответственно имеем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_b}{v_c}\right)^{k-1} \text{ и } \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_a}{v_d}\right)^{k-1} .$$

Следовательно, $\frac{v_b}{v_c} = \frac{v_a}{v_d}$ или, после перестановки средних членов,

$$\frac{v_c}{v_d} = \frac{v_b}{v_a} . \quad (7.1.3)$$

На основании уравнений (7.1.2) и (7.1.3) получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1} . \quad (7.1.4)$$

На основании выражения (7.1.4) можно сделать следующие выводы:

1) термический к.п.д. цикла Карно не зависит от природы газа, так как в выражение (7.1.4) не входят какие-либо величины, характеризующие свойства отдельного газа (газовая постоянная, отношение теплоемкостей и др.)

2) термический к.п.д. цикла Карно определяется только значениями абсолютных температур T_1 и T_2 горячего и холодного источников тепла. При этом значение η_t возрастает с увеличением T_1 и уменьшением T_2 .

3) термический к.п.д. цикла Карно всегда меньше единицы, так как равным единице он мог бы стать или при $T_2 = 0$, или при $T_1 = \infty$, что неосуществимо.

4) термический к.п.д. цикла Карно равен нулю при $T_2 = T_1$.

Последние два положения находятся в полном соответствии со вторым законом термодинамики. Можно также доказать, что:

а) термический к.п.д. цикла Карно вообще не зависит от рода рабочего тела (газ или пар) и типа теплового двигателя и всегда опре-

деляется только температурами горячего и холодного источников тепла;

б) термический к.п.д. цикла Карно имеет наибольшее значение по сравнению с любым другим циклом, осуществляемым в пределах тех же температур T_1 и T_2 .

Эти положения составляют содержание так называемой теоремы Карно.

Необходимо отметить, что вследствие ряда практических недостатков в технике не стремятся к осуществлению цикла Карно ни в газовых, ни в паровых двигателях. Однако теоретическое и практическое значение этого цикла огромно.

Анализ выражения для термического к.п.д. цикла Карно позволяет установить, что повышения к.п.д. теплового двигателя можно достигнуть прежде всего увеличением перепада температур источников тепла. Именно этим определяется тенденция к повышению начальных параметров свежего пара и понижению конечных параметров отработавшего пара в паросиловых установках.

На основании свойств цикла Карно возможно определить наивысшее значение термического к.п.д. теплового двигателя, работающего в тех или иных температурных границах.

Следовательно, цикл Карно может быть принят за образец при оценке степени совершенства рабочих процессов, существующих или намеченных к осуществлению тепловых двигателей. Тепловой двигатель тем совершеннее, чем больше значение его к.п.д. приближается к значению термического к.п.д. цикла Карно, совершаемого в тех же температурных границах.

2. *Обратный Цикл Карно.* Цикл Карно, как и всякий обратимый цикл, может совершаться как в прямом, так и в обратном направлениях.

Диаграмма обратного цикла Карно представлена на рисунке 7.1.2.

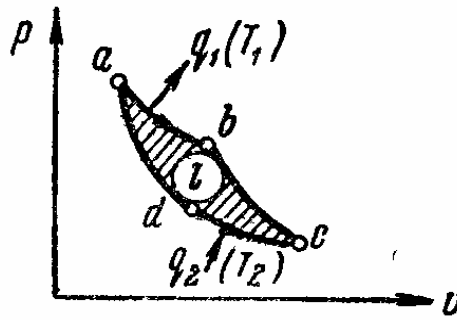


Рис. 7.1.2 Pv -диаграмма обратного цикла Карно

При совершении этого цикла рабочее тело от состояния a сначала адиабатно расширяется (линия ad) и его температура понижается до температуры T_2 холодного источника. Дальнейшее расширение тела совершается уже изотермно по линии dc , причем ему сообщается теплота q_2 от холодного источника. После этого тело возвращается в первоначальное состояние сжатием его сначала по адиабате cb , а затем по изотерме ba .

При адиабатном сжатии температура тела повышается от T_2 до температуры T_1 горячего источника, а при сжатии по изотерме ba в последний отводится теплота q_1 .

На совершение такого цикла затрачивается внешняя работа l , которая на Pv -диаграмме изображается площадью $adcba$, заключенной внутри контура. Эта работа превращается в теплоту, которая затем передается горячему источнику.

Обратный цикл Карно является наиболее совершенным циклом холодильных установок и тепловых насосов.

Перенос теплоты q_2 от холодного источника к горячему при совершении этого цикла требует наименьшей затраты внешней работы. Как будет показано ниже, холодильный коэффициент обратного цикла Карно

$$\varepsilon = \frac{q_2}{Al} \quad (7.1.5)$$

зависит только от абсолютных температур T_2 и T_1 источников тепла и имеет наибольшее значение по сравнению со всеми другими обратными циклами, протекающими в пределах тех же температур.

7.2 Математическое выражение второго закона термодинамики

Термический к.п.д. цикла Карно равен:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (7.2.1)$$

где q_1 – тепло, полученное рабочим телом от источника тепла температуры T_1 ;

q_2 – тепло, отданное рабочим телом холодильнику температуры T_2 .

Из уравнения (7.2.1) имеем:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad (7.2.2)$$

Если подведенное к рабочему телу тепло считать положительным, а отведенное от тела тепло отрицательным, то уравнение (7.2.2) можно написать в виде алгебраической суммы:

$$\sum \frac{q}{T} = 0, \quad (7.2.3)$$

то есть *алгебраическая сумма приведенных теплот для обратимого цикла Карно равна нулю*. (Приведенной теплотой называется отношение теплоты к абсолютной температуре, при которой она подведена к телу или отведена от него.)

Это положение верно и для любого произвольного обратимого цикла. В этом можно убедиться, разбив такой цикл на бесконечно большое количество элементарных циклов с помощью семейства адиабат (рис. 7.2.1). Каждый из полученных элементарных циклов можно считать элементарным циклом Карно, ибо бесконечно малые участки линий подвода и отвода теплоты можно считать изотермами.

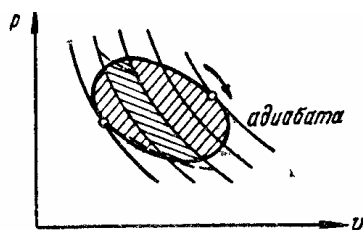


Рис. 7.2.1 Произвольный цикл как совокупность элементарных циклов Карно

Совокупное действие всех полученных элементарных циклов Карно совершенно одинаково с рассматриваемым круговым процессом.

Действительно, все адиабаты элементарных циклов рабочее тело проходит *дважды*, и притом в *противоположных направлениях*. Поэтому адиабатные процессы на величину полезной работы цикла в конечном счете не повлияют и по самому своему существу не смогут повлиять на теплообмен.

Для каждого элементарного цикла Карно

$$\sum \frac{dq}{T} = 0,$$

а для совокупности их, то есть для всего рассматриваемого цикла,

$$\oint \frac{dq}{T} = 0 \tag{7.2.4}$$

Знак \oint обозначает, что интеграл взят по всему контуру рассматриваемого цикла. Интеграл $\oint \frac{dq}{T}$ носит название интеграла Клаузиуса, и уравнение (7.2.4) может быть прочитано так: интеграл Клаузиуса для обратимых циклов равен нулю.

Это уравнение получилось как прямое следствие второго закона термодинамики, согласно которому при осуществлении цикла теплового двигателя рабочему телу необходимо не только сообщать теплоту, но и отводить последнюю от него.

В силу этого при обходе контура любого цикла на нем будут участки, на которых рабочему телу сообщается тепло ($dq > 0$ и $\frac{dq}{T} > 0$), и участки, на которых от рабочего тела отводится тепло ($dq < 0$ и $\frac{dq}{T} < 0$). Поэтому уравнение (7.2.4) может служить математическим выражением второго закона термодинамики для обратимых циклов.

Для необратимого элементарного цикла Карно термический к.п.д.

$$\eta_{in} = 1 - \frac{dq_{2n}}{dq_1}$$

меньше, чем к.п.д. элементарного обратимого цикла Карно при тех же температурах горячего и холодного источников тепла в силу наличия в первом потерь работы на трение и соответственно большего отвода тепла в теплоприемник.

К.п.д. обратимого цикла Карно равен:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Так как $\eta_{in} < \eta_t$, то

$$1 - \frac{dq_{2n}}{dq_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Следовательно

$$\frac{dq_{2n}}{dq_1} > \frac{T_2}{T_1} \text{ и } \frac{dq_{2n}}{T_2} > \frac{dq_1}{T_1}.$$

Так как $\frac{dq_{2n}}{T_2}$ отрицательно и по абсолютной величине больше, чем $\frac{dq_1}{T_1}$, то для элементарного необратимого цикла Карно будем иметь:

$$\sum \frac{dq}{T} < 0.$$

Для конечного же необратимого цикла произвольного вида получим:

$$\oint \frac{dq}{T} < 0. \quad (7.2.5)$$

Это уравнение является математическим выражением второго закона термодинамики для необратимых циклов.

Объединяя уравнения (7.2.4) и (7.2.5), можно математическое выражение второго закона записать в виде

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0, \quad (7.2.6)$$

где знак равенства (=) относится к обратимым циклам, а знак «меньше» (<) – к необратимым.

8 ЭНТРОПИЯ ТЕЛА И ЭНТРОПИЙНЫЕ ДИАГРАММЫ

8.1 Понятие об энтропии

В любом цикле рабочее тело переходит каким-либо процессом из начального состояния (1) (рис. 8.1.1) в некоторое другое состояние (2), например по пути $1a2$, из которого оно вновь возвращается в начальное состояние, например по пути $2b1$.

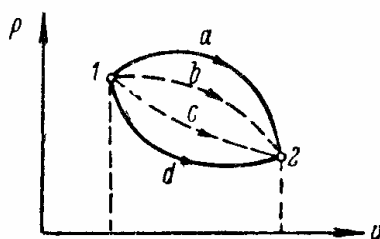


Рис. 8.1.1 Различные пути перехода рабочего тела из одного состояния (1) в другое (2)

Для любого обратимого цикла, как было доказано выше,

$$\oint \frac{dq}{T} = 0 \quad ,$$

то есть алгебраическая сумма приведенных теплот, взятых по всему контуру обратимого цикла, всегда равна нулю.

Такое положение может иметь место только в том случае, если сумма приведенных теплот, подсчитанная для процесса перехода тела из состояния (1) в состояние (2) (по пути $1a2$), равна, но противоположна по знаку такой же сумме, подсчитанной для процесса возвращения тела из состояния (2) обратно в состояние (1) (по пути $2b1$).

Следовательно,

$$\int_{1a2} \frac{dq}{T} = - \int_{2b1} \frac{dq}{T} \quad ,$$

причем процессы $1a2$ и $2b1$ могут быть какими угодно.

Таким образом, величина суммы приведенных теплот в любом процессе полностью определяется только начальным и конечным состояниями тела.

В таком случае сумма приведенных теплот может рассматриваться как изменение некоторой величины, имеющей совершенно определенное значение для каждого состояния тела и, следовательно, являющейся функцией или параметром этого состояния. Параметр состояния тела, элементарное изменение которого в любом обратимом процессе равно приведенной теплоте, называется энтропией и обозначается через s .

Согласно этому определению, элементарное изменение энтропии

$$ds = \frac{dq}{T}, \quad (8.1.1)$$

а ее изменение при переходе тела из состояния 1 в состояние 2

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} [\text{ккал/кг} \cdot \text{град}], \quad (8.1.2)$$

где s_1 и s_2 — значения энтропии тела в начальном и конечном состояниях.

Знак изменения энтропии Δs , очевидно, определяется знаком dq , так как T всегда положительно. Следовательно, энтропия тела возрастает при сообщении ему тепла и уменьшается при отводе тепла от него.

Из определения энтропии следует, что она измеряется в *ккал/кг град*, то есть в тех же единицах, что и весовая теплоемкость тела.

Определение абсолютного значения энтропии тела затруднительно и для большинства термодинамических расчетов не требуется, так как при этом нужно знать только изменение энтропии.

Изменение же энтропии тела

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T}$$

в каждом конкретном процессе может быть определено следующим образом.

Для всех процессов, кроме изотермного и адиабатного, dq может быть выражено через dT по уравнению

$$dq = c dT,$$

где c — весовая теплоемкость рабочего тела в данном процессе.

Следовательно, изменение энтропии тела в этих процессах будет:

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{cdT}{T} = c_m \ln \frac{T_2}{T_1} \text{ (ккал/кг} \cdot \text{град)} \quad (8.1.3)$$

Для изотермного процесса ($T = const$)

$$\Delta s = \frac{q}{T}. \quad (8.1.4)$$

Для адиабатного процесса $dq = 0$

и
$$\Delta s = 0, \quad (8.1.5)$$

то есть обратимый адиабатный процесс протекает при неизменной энтропии и поэтому может быть назван изоэнтропийным процессом.

Величину изменения энтропии тела можно также определить по значениям его основных параметров в начальном и конечном состояниях.

Так, для идеальных газов

$$dq = du + Adl = c_v dT + Apdv$$

и

$$ds = \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + A \frac{p}{T} dv, \quad (8.1.6)$$

а так как $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$, то интегрируя уравнение (8.1.6), получим:

$$\Delta s = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (8.1.7)$$

Выражение (8.1.7) подтверждает, что величина изменения энтропии газа полностью определяется его начальным и конечным состояниями, и, следовательно, энтропия s действительно является параметром состояния газа.

Для определения изменения энтропии газа при расчетах пользуются условными величинами его энтропии. Если принять, что при нормальных физических условиях энтропия равна нулю, то ее условное значение для состояния газа, в котором его температура и удельный объем равны соответственно T и v , найдется по уравнению (8.1.7):

$$s = c_{vm} \ln \frac{T}{273} + AR \ln \frac{v}{v_n},$$

где v_n – удельный объем газа при нормальных физических условиях.

8.2 Энтروпийные диаграммы

Как было выяснено, каждому состоянию тела соответствует определенное значение энтропии. Поэтому энтропию можно использовать совместно с каким-либо другим параметром для графического изображения процессов.

Диаграммы, построенные в системе координатных осей, на одной из которых отложены значения энтропии, называются энтропийными.

Весьма удобной для исследования процессов оказалась Ts -диаграмма, на которой по оси ординат откладываются абсолютные температуры, а по оси абсцисс – энтропии.

Каждое состояние тела изображается на такой диаграмме точкой, а процесс – линией.

Основная ценность этой диаграммы заключается в том, что она дает возможность графически изображать теплоту процесса, которая не могла быть отображена на Pv -диаграмме.

Пусть кривая 1-2 на Ts -диаграмме (рис. 8.2.1) изображает какой-либо процесс.

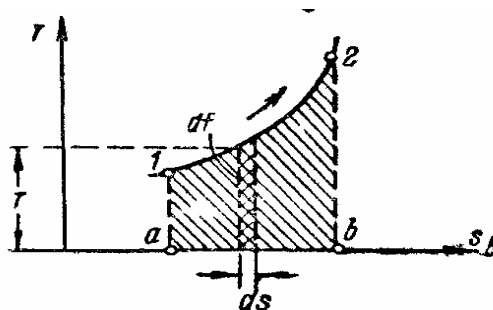


Рис. 8.2.1 Термодинамический процесс в Ts -диаграмме

Элементарная теплота процесса $dq = Tds$ изобразится величиной площадки df (густо заштрихована на чертеже), высота которой равна T , а основание – ds .

Величина же всей площади $a12b$ под кривой процесса будет изображать собой всю теплоту процесса, так как

$$\text{пл.} a12b = \int_1^2 Tds = q.$$

Таким образом, Ts -диаграмма дает наглядное представление об изменении температуры тела в процессе и о теплоте, которая сообщается телу или отводится от него, и тем существенно дополняет pV -диаграмму. Совместно взятые pV - и Ts -диаграммы процесса дают полное представление об условиях его протекания и об его энергетическом балансе.

Практическое неудобство Ts -диаграммы заключается в необходимости для определения количества тепла производить подсчет соответствующих площадей.

8.3 Изображение термодинамических процессов

и циклов в Ts диаграмме

а) Изохорный и изобарный процессы. В соответствии с уравнением (8.3.1) изменение энтропии в изохорном и изобарном процессах соответственно будет:

$$\Delta s_v = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1}; \quad (8.3.1)$$

$$\Delta s_p = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (8.3.2)$$

Следовательно, графики обоих процессов на Ts -диаграмме изобразятся логарифмическими кривыми (рис. 8.3.1).

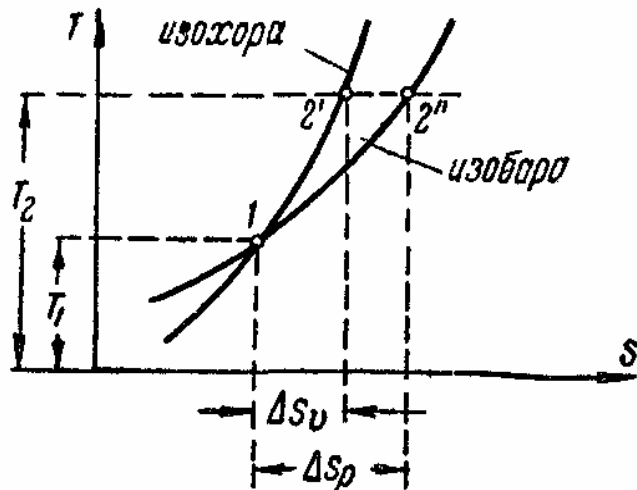


Рис. 8.3.1 Изохорный и изобарный процессы в Ts -диаграмме

Из уравнений (8.3.1) и (8.3.2) видно, что при протекании изохорного и изобарного процессов в одинаковых пределах температур $\Delta s_p > \Delta s_v$, так как $c_p > c_v$.

Следовательно, в Ts -диаграмме кривая $1-2''$ изобары будет более полой, чем кривая изохоры $1-2'$.

Как изохора, так и изобара в Ts -диаграмме строятся по нескольким точкам, координаты которых находятся вычислением.

б) *Изотермный и адиабатный процессы.* Изменение энтропии в изотермном процессе (при $T = \text{const}$) равно:

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \frac{q}{T} AR \ln \frac{v_2}{v_1} [\text{ккал/кг} \cdot \text{град}]. \quad (8.3.3)$$

В Ts -диаграмме изотерма изображается горизонталью, которая направлена из начальной точки 1 вправо при расширении (рис. 8.3.2) газа, так как при этом тепло подводится к газу и, следовательно, его энтропия увеличивается. При сжатии газа изотерма направлена из начальной точки 1 влево.

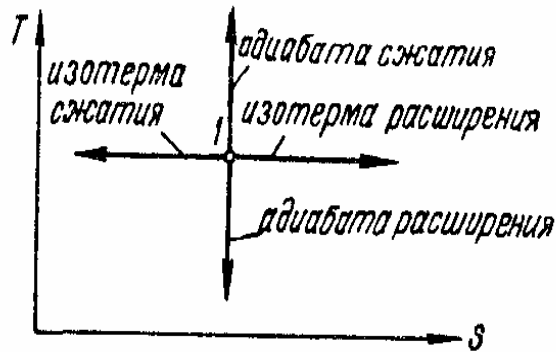


Рис. 8.3.2 Изотермный и адиабатный процессы в Ts -диаграмме

Изменение энтропии в обратимом адиабатном процессе ($dq = 0$) равно нулю, так как

$$ds = \frac{dq}{T} = 0 \quad (8.3.4)$$

На Ts -диаграмме (рис. 8.3.2) адиабата изображается вертикалью, которая направлена из начальной точки 1 вверх при сжатии газа (при этом температура газа возрастает) и вниз – при расширении газа.

в) *Произвольный обратимый цикл.* Любой цикл изображается в Ts -диаграмме, так же как и в pV -диаграмме, замкнутой линией. При обходе контура цикла по направлению часовой стрелки будем иметь прямой цикл (цикл теплового двигателя), а при обходе против часовой стрелки – обратный цикл (цикл холодильной машины).

Изображение прямого цикла произвольного вида в Ts -диаграмме представлено на рисунке 8.3.3.

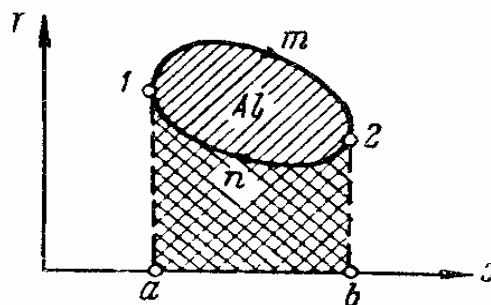


Рис. 8.3.3 Ts -диаграмма прямого цикла

На диаграмме наглядно виден весь энергетический баланс цикла, так как площади под линиями отдельных процессов изображают соответственные количества подведенного или отведенного тепла. Количество тепла, подведенного к газу при совершении цикла,

$$q_1 = \text{пл.} a1m2b .$$

Количество отведенного тепла

$$q_2 = \text{пл.} b2n1a .$$

Тепло, эквивалентное полезной работе цикла,

$$Al = q_1 - q_2 = \text{пл.} 1m2n1$$

то есть в T^s -диаграмме площадь внутри контура цикла изображает тепло, эквивалентное полезной работе (или полезную работу цикла, выраженную в тепловых единицах).

Коэффициент полезного действия цикла

$$\eta_i = \frac{Al}{q_1} = \frac{\text{пл.} 1m2n1}{\text{пл.} a1m2b} .$$

8.4 Изображение цикла Карно в T^s -диаграмме и доказательство теоремы Карно

Цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат и изображается в T^s -диаграмме в виде прямоугольника $abcd$ (рис. 8.4.1).

Цикл протекает в пределах температур T_1 (высшая температура) и T_2 (низшая температура).

Горизонталь ab – изотермическое расширение газа, при котором ему сообщается тепло $q_1 = \text{пл.} eabf$.

Горизонталь cd – изотермическое сжатие газа, при котором от него отводится тепло $q_2 = \text{пл.} fcde$. Вертикали be и da изображают адиабатное расширение и адиабатное сжатие газа.

T^s -диаграмма позволяет весьма просто доказать основные положения теоремы Карно.

Положение 1. К.п.д. цикла Карно зависит только от температур, в пределах которых протекает цикл. Действительно:

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{пл.abcd}{пл.eabf} = \frac{(T_1 - T_2)}{T_1 \Delta s} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Положение 2. К.п.д. цикла Карно не зависит от природы рабочего тела.

Так как изотермы и адиабаты в Ts -диаграмме изображаются для всех тел соответственно горизонталями и вертикалями, то изображение цикла Карно для любого рабочего тела будет иметь вид прямоугольника и для к.п.д. его будет справедливо выражение (8.4.1). Следовательно, к.п.д. цикла Карно не будет зависеть от природы рабочего тела.

Положение 3. Цикл Карно имеет наибольшее значение к.п.д. по сравнению с любым другим циклом, протекающим в пределах тех же температур.

На рисунке 8.4.2 представлены произвольный цикл $ABCD$ и цикл Карно $abcd$, протекающие в пределах температур T_1 и T_2 . Расстояние между адиабатами da и bc не оказывает влияния на величину к.п.д. цикла Карно и может быть взято произвольным. Для простоты рассуждений эти адиабаты проведены касательными к контуру произвольного цикла.

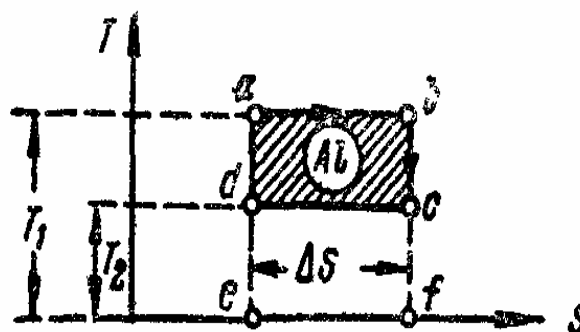


Рис. 8.4.1 Ts -диаграмма цикла Карно

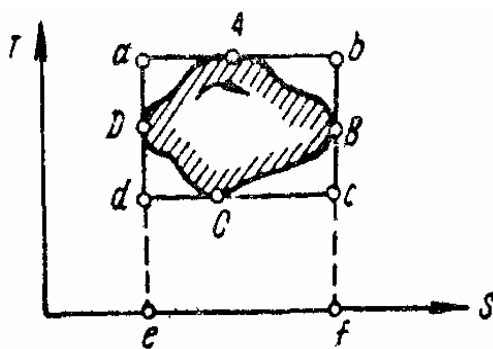


Рис. 8.4.2 Сравнение цикла Карно и произвольного цикла в Ts -диаграмме

Термический к.п.д. произвольного цикла

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

Очевидно, что больший к.п.д. будет иметь тот цикл, для которого отношение теплот $\frac{q_2}{q_1}$ наименьшее.

Величины, относящиеся к циклу Карно, отмечены в дальнейшем подстрочными индексами «К», величины же, относящиеся к произвольному циклу, написаны без индекса.

На Ts -диаграмме ясно видно, что отвод тепла от газа в холодильник в произвольном цикле больше, чем в цикле Карно, то есть

$$q_2 > q_{2К},$$

так как пл. $eDCBf >$ пл. $edcf$.

С другой стороны, на диаграмме видно, что подвод тепла к газу от горячего источника в произвольном цикле меньше, чем в цикле Карно, то есть

$$q_1 < q_{1К},$$

так как

$$\text{пл.} eDABf < \text{пл.} eabf.$$

Следовательно, отношение $\frac{q_2}{q_1}$ в произвольном цикле при любом его контуре больше такого же отношения в цикле Карно, то есть всегда

$$\frac{q_2}{q_1} > \frac{q_{2К}}{q_{1К}}$$

и вследствие этого при любом контуре произвольного цикла

$$\eta_i < \eta_{ик}.$$

8.5 Средние температуры подвода и отвода тепла и их влияние на экономичность цикла

В цикле общего вида (рис. 8.5.1) сообщение тепла рабочему телу по пути ABC и отвод тепла от тела по пути CDA производятся при переменных температурах. Оба эти процесса могут быть характеризованы также соответственными средними температурами T_1 и T_2 .

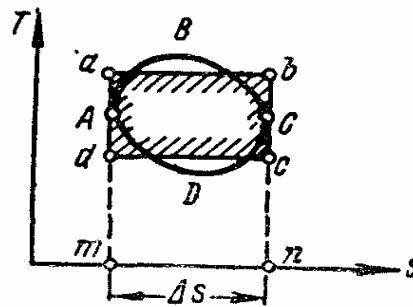


Рис. 8.5.1 Ts -диаграмма произвольного и эквивалентного ему цикла Карно

Средняя температура T_1 , при которой рабочему телу сообщалось тепло $q_1 = \text{пл.}mABCn$, может быть определена путем замены фигуры $mABCn$ равновеликим прямоугольником $tabn$, имеющим общее с ней основание mn .

Высота такого прямоугольника, равная

$$T_1 = \frac{\text{пл.}mABCn}{mn} = \frac{q_1}{\Delta s},$$

будет соответствовать некоторой средней температуре подвода тепла к рабочему телу.

Аналогично может быть определена средняя температура отвода тепла в цикле:

$$T_2 = \frac{\text{пл.}mADCn}{mn} = \frac{q_2}{\Delta s}.$$

При замене в произвольном цикле линий подвода и отвода тепла изотермами ab и dc , соответствующими средним температурам T_1 и T_2 , получим цикл Карно, эквивалентный данному циклу, то есть одинаковый с ним по своим результатам.

Действительно, в обоих циклах рабочее тело получает от горячего источника теплоту q_1 , отдает холодильнику теплоту q_2 и совершает полезную работу $Al = q_1 - q_2$.

Оба цикла имеют одно и то же значение термического к.п.д., которое может быть определено по формуле к.п.д. цикла Карно:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Метод замены произвольных циклов эквивалентными циклами Карно значительно упрощает выяснение вопроса об их сравнительной экономичности и позволяет оценивать целесообразность мероприятий, осуществляемых с целью улучшения экономичности цикла. Если при осуществлении мероприятия повысится средняя температура подвода тепла или понизится средняя температура отвода тепла в цикле, то к.п.д. цикла, а следовательно, и его экономичность, повысятся, и наоборот.

9 ЦИКЛЫ ГАЗОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ

9.1 Циклы газовых тепловых двигателей

Наиболее совершенный термодинамический цикл – это цикл Карно. Тепловой двигатель, в котором рабочее тело изменяет свое состояние по циклу Карно, будет иметь наивысшее значение к.п.д. в заданных пределах температур.

Однако цикл Карно, наряду с достоинствами, обладает и рядом существенных недостатков, которые делают затруднительным и нецелесообразным осуществление его в реальных газовых двигателях (двигатели внутреннего сгорания), в границах температур 1800 и 20°С, которые являются обычными температурными границами их рабочего процесса.

Ввиду малой разницы в наклоне газовых изотерм и адиабат, pV -диаграмма цикла Карно получается весьма узкой и вытянутой в вертикальном и горизонтальном направлениях (рис. 9.1.1). При этом получаются неприемлемо высокие давления сжатия (до 2000 *атм* и выше при начальном давлении сжатия в 1 *атм*) и весьма плохое использование объема цилиндра, ибо работа цикла на единицу объема цилиндра получается очень малой. Это обусловит большие размеры цилиндра, громоздкость конструкции двигателя и большие потери работы на трение в механизме.

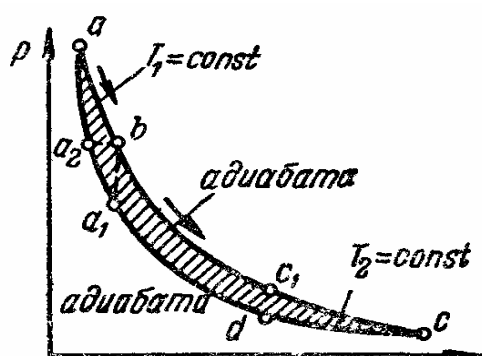


Рис. 9.1.1 Цикл Карно и циклы газовых двигателей

Кроме того, осуществление изотермных подвода и отвода тепла к рабочему телу в условиях работы двигателей весьма затруднительно.

Указанные недостатки цикла Карно в значительной мере устраняются при замене в нем изотермных процессов изохорными или изобарными. Поэтому в двигателях внутреннего сгорания стремятся осуществлять изменения рабочего тела не по циклу Карно, а по циклам, состоящим из адиабатных процессов сжатия и расширения и процессов, изохорных и изобарных.

В таких циклах, протекающих в пределах температур 1800 и 20°C, при начальном давлении в 1 *ата*, наибольшие давления не превышают 80-100 *ата*, а на единицу объема цилиндра получается значительная полезная работа.

При изменении состояния рабочего тела по такому циклу тепловой двигатель можно выполнить сравнительно компактным и легким по конструкции, а потери на трение в его механизме могут быть сделаны относительно небольшими.

В реальных газовых двигателях теплота, сообщаемая рабочему телу, получается путем сжигания топлива в его рабочем пространстве, а в качестве рабочего тела используются газообразные продукты сгорания. Поэтому такие двигатели называются двигателями внутреннего сгорания. По роду рабочего тела они являются газовыми двигателями, хотя в качестве топлива для них может быть использовано как жидкое, так и газообразное горючее.

Двигатели внутреннего сгорания могут быть выполнены как в виде поршневых двигателей, так и в виде турбинных.

В поршневых двигателях сжигание топлива и весь рабочий процесс осуществляются в цилиндре с поршнем.

В газотурбинных же двигателях топливо сгорает в специальной камере сгорания, а остальные элементы рабочего процесса осуществляются в компрессоре и газовой турбине.

Прототипом действительных рабочих процессов этих двигателей служат обратимые термодинамические циклы.

Исследование таких идеальных циклов позволяет выявить предельно возможную экономичность действительных процессов двигателей и влияние отдельных факторов на неё.

На рисунке 9.1.2 показаны диаграммы идеальных циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания, различающиеся способом подвода тепла к рабочему телу.

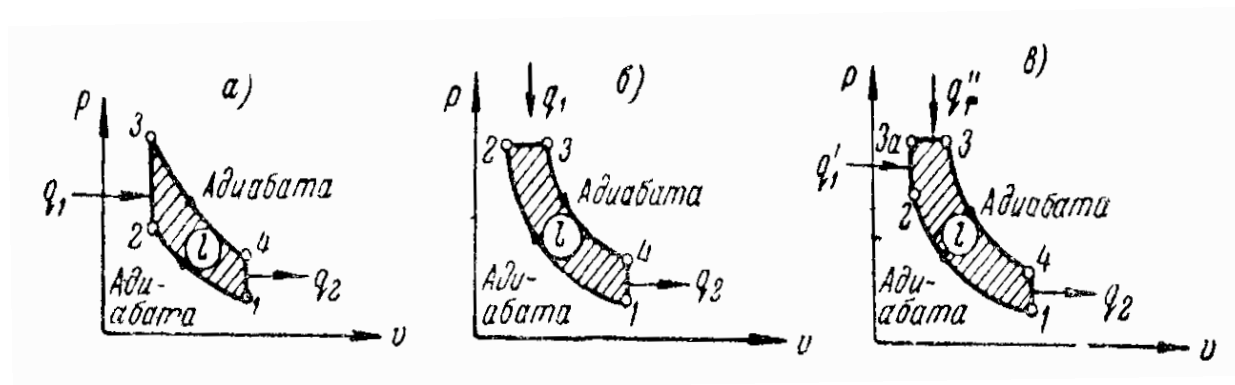


Рис. 9.1.2 Pv -диаграммы циклов газовых поршневых двигателей:
 а – с изохорным подводом тепла; б – с изобарным подводом тепла;
 в – со смешанным подводом тепла

На рисунке 9.1.2, а представлен цикл с изохорным подводом тепла (цикл Отто), являющийся идеальным циклом двигателей низкого сжатия, примером которых могут служить бензиновые карбюраторные двигатели. На рисунке 9.1.2, б показан цикл с изобарным подводом тепла (цикл Дизеля), являющийся идеальным циклом компрессорных двигателей высокого сжатия. Рисунок 9.1.2, в представляет цикл со смешанным подводом тепла (цикл Тринклера), являющийся идеальным циклом бескомпрессорных двигателей высокого сжатия.

На рисунке 9.1.3 представлены идеальные циклы газотурбинных двигателей внутреннего сгорания с изобарным (рис. 9.1.3, а) и с изохорным подводом тепла (рис. 9.1.3, б).

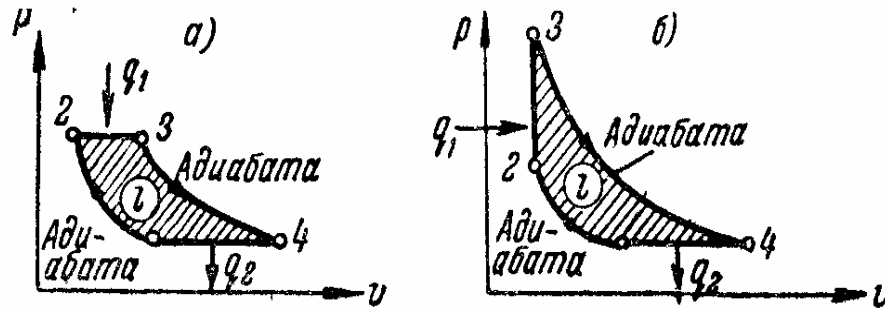


Рис. 9.1.3 Pv-диаграммы циклов газотурбинных двигателей:
 а – с изобарным подводом тепла; б – с изохорным подводом тепла

В этих циклах, в отличие от циклов поршневых двигателей, отвод тепла производится не по изохоре, а по изобаре.

Основными характеристиками циклов газовых двигателей являются: степень сжатия ε (греческая буква «эпсилон»), степень повышения давления при подводе тепла λ (греческая буква «лямбда») и степень изобарного (предварительного) расширения ρ (греческая буква «ро»).

Степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

представляет отношение начального объема газа к его объему в конце сжатия (процесс 1-2, рис. 9.1.2).

Степень повышения давления при подводе тепла

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}$$

представляет отношение давлений газа в конце и в начале процесса подвода тепла (процесс 2-3).

Степень изобарного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}$$

есть отношение объемов газа в конце и в начале изобарного процесса подвода тепла (процесс 2-3, рис. 9.1.2, б).

Значениями этих параметров цикла определяется величина его термического к.п.д.

Разумеется, к.п.д. каждого из указанных циклов меньше, чем к.п.д. цикла Карно, протекающего в пределах тех же температур.

Термический к.п.д. каждого из этих циклов определяется путем подстановки в общее соотношение:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (9.1.1)$$

соответствующих выражений для количеств подведенного и отведенного тепла и последующих преобразований, имеющих целью выразить к.п.д. через характеристики цикла.

9.2 Циклы поршневых газовых двигателей

1. Цикл с изохорным подводом тепла. Этот цикл (рис. 9.2.1) состоит из двух адиабат и двух изохор и осуществляется следующим образом.

Газ с начальными параметрами p_1 и v_1 (точка 1) сжимается по адиабате 1-2, и затем ему сообщается тепло q_1 от горячего источника при постоянном объеме (процесс 2-3).

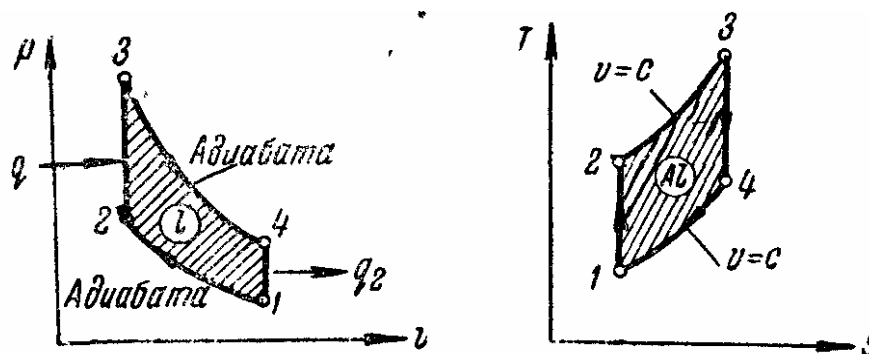


Рис. 9.2.1 Pv- и Ts-диаграммы цикла газового поршневого двигателя с изохорным подводом тепла

Далее следует адиабатное расширение газа (процесс 3-4) и отвод тепла q_2 в холодильник по изохоре 4-1. Характеристиками цикла являются: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

и степень повышения давления при подводе тепла

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}$$

Определим термический к.п.д. этого цикла, полагая теплоемкости c_v и c_p а, следовательно, и их отношение $k = \frac{c_p}{c_v}$, постоянными за весь цикл.

В данном цикле тепло сообщается газу и отводится от него при постоянном объёме. Следовательно:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2); q_2 = c_v(T_4 - T_1).$$

Подставляя эти значения подведенного и отведенного тепла в общее выражение (9.2.1) для термического к. п. д. цикла, найдем:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (9.2.1)$$

Выражаем температуры T_2 , T_3 и T_4 через начальную температуру газа T_1 .

Для адиабаты 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1} \text{ и } T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

Для изохоры 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda \text{ и } T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

Для адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}$$

и, следовательно,

$$T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda.$$

Подставляем полученные значения температур T_2 , T_3 и T_4 в уравнение (9.2.1):

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \lambda - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1}}$$

и после элементарных преобразований находим:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (9.2.2)$$

Из уравнения (9.2.2) следует, что термический к.п.д. цикла с изохорным подводом тепла зависит от степени сжатия ε и от показателя адиабаты k , то есть от природы рабочего тела, и возрастает с увеличением ε и k .

Для каждого данного газа термический к.п.д. цикла зависит только от степени сжатия ε , возрастая с увеличением последней.

Различным величинам степени сжатия при $k = 1,35$ соответствуют следующие значения η_t :

ε	3	4	5	6	7	8
η_t	32	38,3	42,5	46,5	49,4	51,7

Как было сказано, цикл с изохорным подводом тепла является идеальным циклом поршневых двигателей низкого сжатия, работающих на жидком и газообразном топливах.

В таких двигателях сжатию подвергается горючая смесь топлива с воздухом, которая воспламеняется от электрической искры в конце хода сжатия. При большой степени сжатия температура горючей смеси может возрасти настолько, что она воспламенится преждевременно, что нарушит работу двигателя.

Кроме того, как показывает практика, скорость сгорания топливо-воздушных смесей при большой степени сжатия резко возрастает и возникает детонационное горение, которое вредно отражается на работе двигателя.

Поэтому степень сжатия в таких двигателях не делают больше 7-9.

2. *Цикл с изобарным подводом тепла.* В этом цикле (рис. 9.2.2) теплота сообщается газу при постоянном давлении, а отводится при постоянном объеме. Таким образом, этот цикл состоит из двух адиабат, изобары и изохоры и осуществляется следующим образом.

Газ, начальное состояние которого изображается точкой 1, сначала сжимается по адиабате 1-2; затем ему при постоянном давлении сообщается теплота q_1 от горячего источника (процесс 2-3); по окончании подвода тепла газ адиабатно расширяется до первоначального объема (процесс 3-4); наконец от него при постоянном объеме отводится теплота q_2 в холодный источник (процесс 4-1), и газ возвращается в первоначальное состояние.

Характеристики этого цикла следующие: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

и степень изобарного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}$$

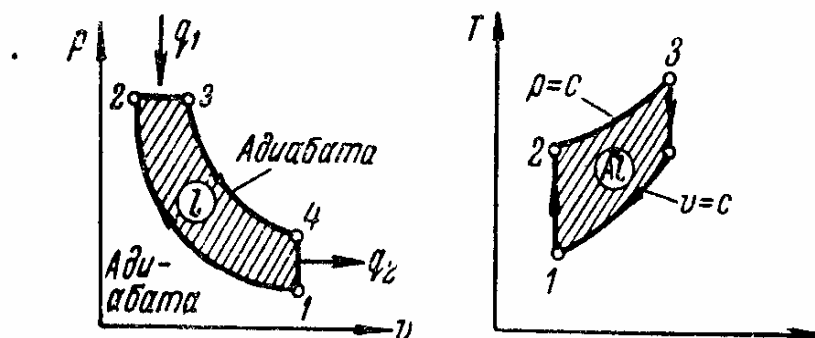


Рис. 9.2.2 p - v - и T - s -диаграммы цикла газового поршневого двигателя с изобарным подводом тепла

Теплота в данном цикле подводится к газу по изобаре, а отводится по изохоре, то есть

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2) \text{ и } q_2 = c_v(T_4 - T_1).$$

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (9.2.3)$$

Выражаем температуры T_2 , T_3 и T_4 через начальную.

Для адиабаты 1-2 имеем:

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

Для изобары 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho \quad \text{и} \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho.$$

Для адиабаты 3-4 имеем:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left(\frac{\rho v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}$$

и

$$T_4 = T_3 \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \rho^k.$$

Подставляя найденные выражения температур в уравнение (9.2.4), получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_1 \rho^k - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \rho - T_1 \varepsilon^{k-1}}$$

и после элементарных преобразований:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{\rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} (\rho - 1)}. \quad (9.2.4)$$

Следовательно, термический к.п.д. цикла с изобарным подводом тепла зависит от ε , ρ и k . Принимая во внимание, что ε , ρ и k больше единицы, нетрудно установить, что термический к.п.д. этого цикла увеличивается с увеличением ε и уменьшается с увеличением ρ .

Цикл с изобарным подводом тепла является идеальным циклом компрессорных дизелей (двигателей высокого сжатия с пневматическим впрыском топлива). Для указанных двигателей обычно $\varepsilon = 12 \div 16$ и $\rho = 1,1 \div 1,6$.

3. Цикл со смешанным подводом тепла (смешанный цикл). В этом цикле (рис. 9.2.3) теплота сообщается газу частью при постоянном давлении, частью – при постоянном объеме, а отводится от него при постоянном объеме.

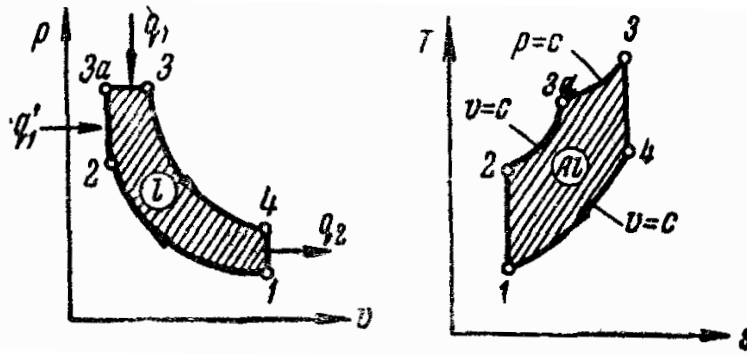


Рис. 9.2.3

Pv- и Ts-диаграммы смешанного цикла газового поршневого двигателя

Таким образом, смешанный цикл состоит из двух адиабат, двух изохор и одной изобары и осуществляется следующим образом.

Газ с начальными параметрами P_1 и v_1 (точка 1) сжимается по адиабате (процесс 1-2); затем ему сообщается от горячего источника теплота q_1 , причем одна часть этого тепла q_1' сообщается газу при постоянном объеме (процесс 2-3a), а другая q_1'' – при постоянном давлении (процесс 3a-3).

По окончании подвода тепла газ адиабатно расширяется до первоначального объема (процесс 3-4); наконец от него при постоянном объеме отводится тепло q_2 , а холодный источник (процесс 4-1) и газ возвращаются в начальное состояние.

Характеристики цикла: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2};$$

степень повышения давления при подводе тепла

$$\lambda = \frac{P_{3a}}{P_2} = \frac{P_3}{P_2}$$

и степень изобарного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_{3a}} = \frac{v_3}{v_2}.$$

Теплота в данном цикле подводится по изохоре 2-3a и изобаре 3a-3, а отводится по изохоре 4-1,

Следовательно,

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_v(T_{3a} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3a}) \quad (9.2.5)$$

и

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1).$$

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_{3a} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3a})} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_{3a} - T_2 + k(T_3 - T_{3a})}. \quad (9.2.6)$$

Выражаем температуры T_2 , T_{3a} , T_3 и T_4 через начальную температуру T_1 .

Для адиабаты 1-1

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

Для изохоры 2-3a

$$\frac{T_{3a}}{T_2} = \frac{p_{3a}}{p_2} = \lambda \quad \text{и} \quad T_{3a} = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

Для изобары 3a-3

$$\frac{T_3}{T_{3a}} = \frac{v_3}{v_{3a}} = \rho \quad \text{и} \quad T_3 = T_{3a} \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho.$$

Для адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \left(\frac{\rho v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}$$

и

$$T_4 = T_3 \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho.$$

Подставляем найденные значения температур в уравнение (9.2.6) и, после элементарных преобразований, находим:

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k \lambda (\rho - 1)]}. \quad (9.2.7)$$

Следовательно, термический к.п.д. смешанного цикла зависит от ε , ρ , λ и k , Принимая во внимание, что ε , λ , ρ и k больше единицы, нетрудно установить из уравнения (9.2.7), что термический к.п.д. смешанного цикла увеличивается с увеличением ε и λ и уменьшается с увеличением ρ .

Смешанный цикл служит идеальным циклом бескомпрессорных дизелей (двигателей высокого сжатия с механическим впрыском топлива). Для этих двигателей обычно $\varepsilon = 14 \div 18$, $\lambda = 1.2 \div 1.7$ и $\rho = 1,1 \div 1,5$.

В заключение отметим, что из выражения (9.2.7) для к.п.д. смешанного цикла можно получить формулы для к.п.д. циклов с изохорным и с изобарным подводом тепла.

Действительно, при $\rho = 1$ в смешанном цикле совпадают точки 3а и 3, и он превращается в цикл с изохорным подводом тепла, а при $\lambda = 1$ совпадают точки 3а и 2 и смешанный цикл превращается в цикл с изобарным подводом тепла.

Из уравнения (9.2.7) при $\rho = 1$ получим:

$$\eta_i = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Из того же уравнения (9-8) при $\lambda = 1$ получим:

$$\eta_i = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}.$$

9.3 Циклы газотурбинных двигателей

В настоящее время наряду с поршневыми двигателями внутреннего сгорания широко применяются газотурбинные двигатели, называемые также газотурбинными установками.

Принципиальная схема простейшей газотурбинной установки представлена на рисунке 9.3.1 в условных обозначениях.

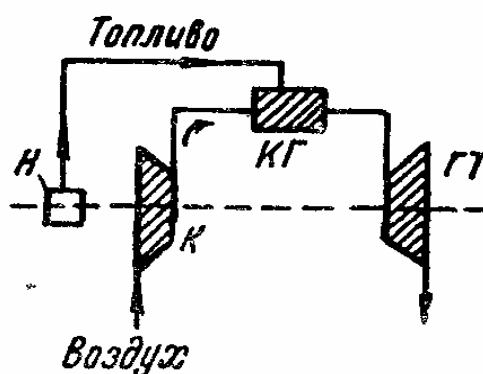


Рис. 9.3.1 Схема простейшего турбинного двигателя в условных обозначениях: К – воздушный компрессор; КГ – камера горения; ГТ – газовая турбина;

Н – топливный насос

Установка состоит из компрессора K , топливного насоса H , камеры сгорания $KГ$ и газовой турбины $ГТ$.

Компрессор всасывает атмосферный воздух, сжимает его и нагнетает в камеру сгорания, в которой сжигается топливо. Горячие газообразные продукты сгорания топлива из камеры сгорания направляются в газовую турбину, где они расширяются до атмосферного давления, совершая работу, и затем удаляются из турбины.

Сжигание топлива в камере сгорания может производиться при постоянном давлении или при постоянном объеме.

Идеальные циклы газотурбинных установок с подводом тепла по изобаре и по изохоре представлены на рисунках 9.3.2 и 9.3.3.

В этих циклах отвод тепла от рабочего тела производится не по изохоре, как в циклах поршневых двигателей, а по изобаре. Это определяется тем, что в поршневых двигателях расширение газов ограничено объемом цилиндра, тогда как в газотурбинном двигателе такого ограничения нет и расширение газов производится до первоначального давления.

1. Цикл газотурбинной установки с подводом тепла по изобаре. Этот цикл (рис. 9.3.2) состоит из двух адиабат и двух изобар и осуществляется следующим образом.

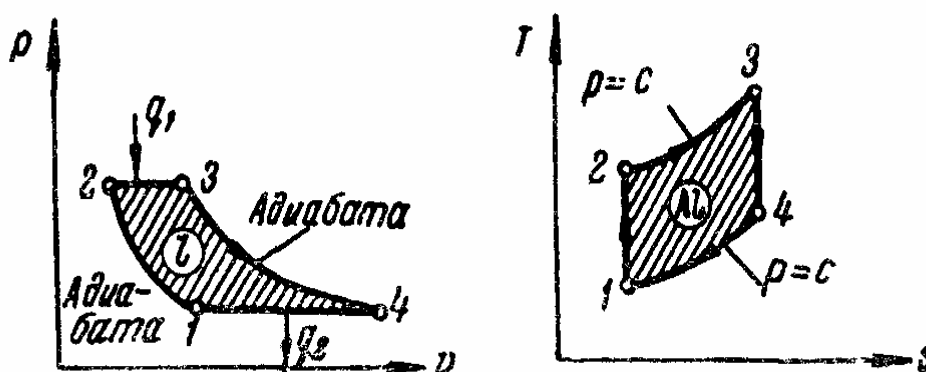


Рис. 9.3.2 Pv - и Ts -диаграммы цикла газотурбинного двигателя с изобарным подводом тепла

Газ с начальными параметрами p_1 и t_1 (точка 1) сжимается по адиабате (процесс 1-2), и затем ему сообщается при постоянном давлении тепло q_1 от горячего источника (процесс 2-3). По окончании подвода тепла газ адиабатно расширяется до первоначального давления (процесса 3-4), наконец от него при постоянном давлении отводится тепло q_2 в холодный источник (процесс 4-1), и газ возвращается в начальное состояние.

Характеристики цикла: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

и степень изобарного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}$$

В рассматриваемом цикле тепло подводится к газу и отводится от него по изобарам. Следовательно:

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2); q_2 = c_p(T_4 - T_1).$$

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (9.3.1)$$

Выражаем температуры T_2 , T_3 и T_4 через T_1 .

Для адиабаты 1-2

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

Для изобары 3-2

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho \quad \text{и} \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho.$$

Для адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k \right]^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$$

и

$$T_4 = T_3 \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \rho.$$

Подставляя найденные значения температур в уравнение (9.3.1), найдем:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \rho - T_1 \varepsilon^{k-1}}$$

и после элементарных преобразований:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (9.3.2)$$

Таким образом, термический к.п.д. цикла газотурбинной установки имеет такое же выражение, как и для цикла поршневого двигателя с подводом тепла по изохоре.

Из выражения (9.3.2) следует, что термический к.п.д. цикла газотурбинной установки с изобарным подводом тепла зависит от ε и k , возрастая с увеличением ε .

2. *Цикл газотурбинной установки с подводом тепла по изохоре.* Этот цикл (рис. 9.3.2) состоит из двух адиабат, изохоры и изобары и осуществляется следующим образом.

Газ с начальными параметрами p_1 и t_1 (точка 1) сжимается по адиабате (процесс 1-2), и затем ему сообщается при постоянном объеме тепло q_1 от горячего источника (процесс 2-3). По окончании подвода тепла газ адиабатно расширяется до начального давления (процесс 3-4), наконец от него при постоянном давлении отводится в холодный источник тепло q_2 (процесс 4-1), и газ возвращается в начальное состояние.

Основные характеристики цикла: степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$$

и степень повышения давления при подводе тепла

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}.$$

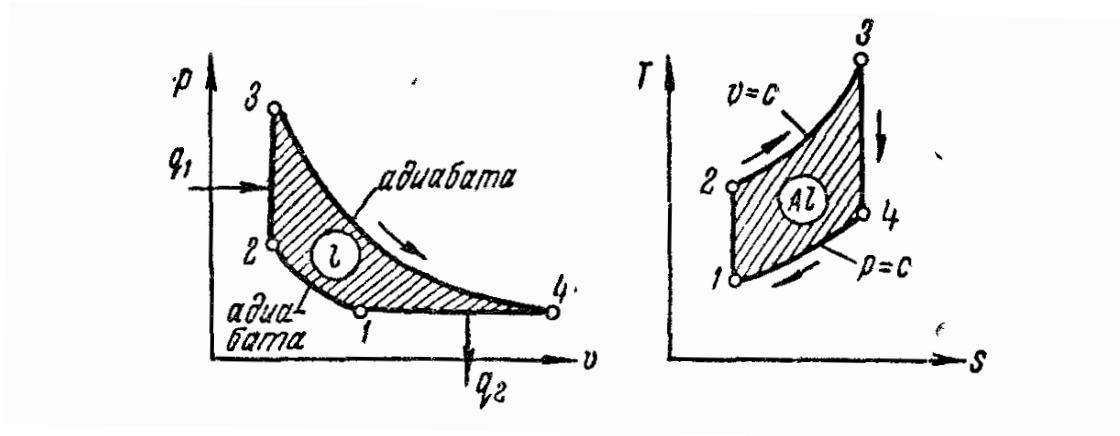


Рис. 9.3.3 Pv- и Ts-диаграммы цикла газотурбинного двигателя с изохорным подводом тепла

В данном цикле тепло подводится к газу по изохоре и отводится от него по изобаре. Следовательно:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2); q_2 = c_p(T_4 - T_1).$$

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - k \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (9.3.3)$$

Выражаем температуры T_2 , T_3 и T_4 через T_1 .

Для адиабаты 1-2

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

Для изохоры 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda \quad \text{и} \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

Для адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2} \frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k \frac{p_2}{p_3} \right]^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1} \lambda^{\frac{k-1}{k}}}$$

и

$$T_4 = T_3 \frac{1}{\varepsilon^{k-1} \lambda^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \frac{\varepsilon^{k-1} \lambda}{\varepsilon^{k-1} \lambda^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}}.$$

Подставляя полученные значения температур в выражение (9.3.3), получим

$$\eta_t = 1 - k \frac{T_1 \lambda^{\frac{1}{k}} - T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1}}$$

и после элементарных преобразований

$$\eta_t = 1 - k \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)}. \quad (9.3.4)$$

Термический к.п.д. данного цикла зависит от ε и λ , возрастая с увеличением λ и ε .

9.4 Сравнительная экономичность циклов тепловых двигателей

Экономичность цикла теплового двигателя характеризуется величиной его термического к.п.д.:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

и определяется соотношением количеств тепла, подведенного к рабочему телу (тепло q_1) и отведенного от него (тепло q_2).

Наиболее просто сравнительная экономичность нескольких циклов может быть выявлена с помощью Ts-диаграммы, дающей наглядное изображение энергетического баланса каждого из них.

Сравниваемые циклы изображаются совместно так, чтобы у них были одинаковыми количества, например, отведенного тепла q_2 .

Тогда более экономичным будет цикл, где подведенное тепло q_1 окажется больше.

Возможно также изобразить циклы при условии равенства количеств не отведенного, а подведенного тепла q_1 . В этом случае более экономичным будет цикл с меньшим отведенным теплом q_2 .

На рисунке 9.4.1 изображены циклы поршневых двигателей с одинаковой степенью сжатия ε : цикл $123'4$ с изохорным подводом тепла, цикл $123''4$ с изобарным подводом тепла и цикл $123'''4$ со смешанным подводом тепла.

Начальные параметры газа (в точке 1) и количества отведенного тепла q_2 (пл. $a14b$) одинаковы для всех трех циклов. При этих усло-

виях и одинаковой степени сжатия для всех циклов совпадут точки 1, 2 и 4. Точки же 3', 3'' и 3''' расположатся различно.

Из рисунка 9.4.1 видно, что количество подведенного тепла q_1 будет наибольшее для первого цикла (пл. $a13'b$) и наименьшее для второго (пл. $a13''b$).

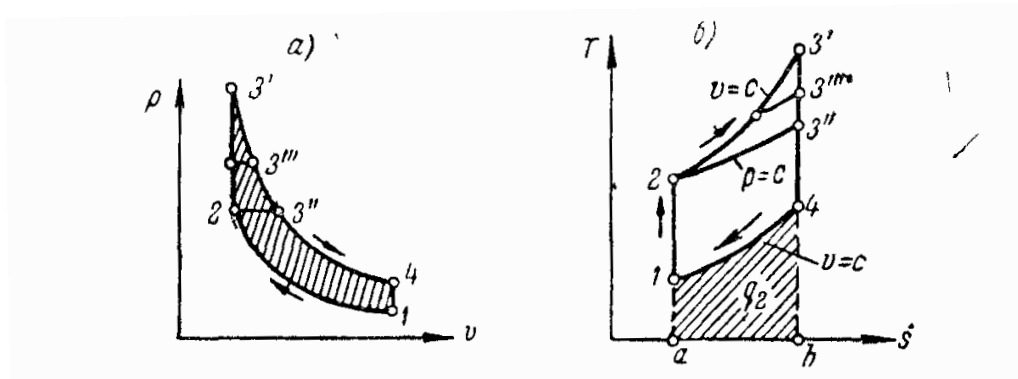


Рис. 9.4.1 Сравнение в Ts -диаграмме циклов газовых поршневых двигателей при одинаковой степени сжатия

Следовательно, при одинаковой степени сжатия наиболее экономичным будет цикл с изохорным подводом тепла, а наименее экономичным – цикл с изобарным подводом тепла.

Цикл со смешанным подводом тепла по экономичности будет занимать промежуточное между ними положение.

Совершенно иные соотношения получатся при сравнении циклов газовых двигателей при одинаковых наибольших давлениях p_{\max} , которыми обуславливаются механические и термические напряжения в цилиндрах двигателей.

Такое сравнение произведено на рисунке 9.4.2. Для всех трех циклов одинаковы:

- а) начальные параметры газа (точка 1);
- б) количества отведенного тепла q_2 (пл. $a14b$).

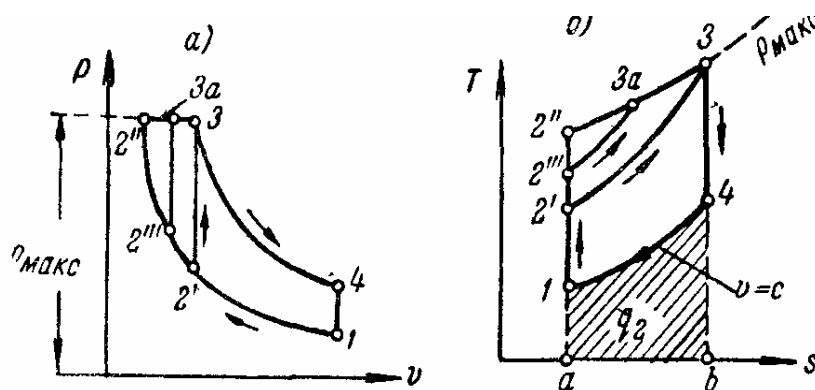


Рис. 9.4.2 Сравнение в Ts -диаграмме циклов газовых поршневых двигателей при одинаковом наибольшем движении

Сравнивая величины площадей, изображающих количества подведенного тепла q_1 , можно видеть, что при одинаковых наибольших давлениях (p_{\max}) наиболее экономичным окажется цикл $12''34$ с изобарным подводом тепла, а наименее экономичным – цикл $12'34$ с изохорным подводом тепла. Цикл же $12'''34$ со смешанным подводом тепла займет промежуточное положение.

Сравнение циклов при одинаковых p_{\max} имеет большее практическое значение, чем при одинаковых ε , так как реальные поршневые двигатели различных типов делаются с различными величинами ε , но с близкими p_{\max} .

На рисунке 9.4.3 изображены циклы газотурбинных двигателей с одинаковой степенью сжатия ε : цикл $123'4$ с изохорным подводом тепла и цикл $123''4$ с изобарным подводом тепла.

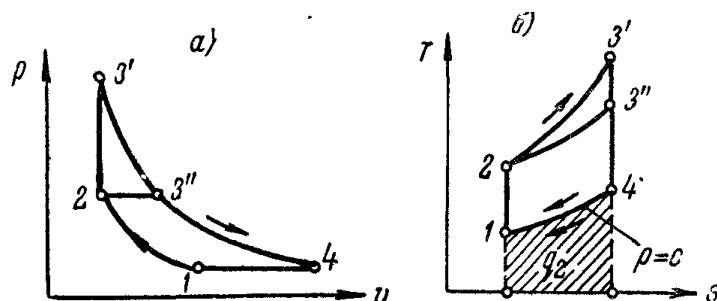


Рис. 9.4.3 Сравнение в Ts -диаграмме газотурбинных двигателей при одинаковой степени сжатия

В обоих циклах одинаковы начальные параметры газа (в точке 1) и количества отведенного тепла (пл. $a14b$).

Из рисунка 9.4.3 видно, что количество подведенного тепла q_1 в первом цикле больше, чем во втором, так как пл. $123'4$ больше пл. $123''4$. Следовательно, при одинаковых ε более экономичным для газотурбинного двигателя будет цикл с изохорным подводом тепла. То положение, что наибольшее распространение получили газотурбинные двигатели, работающие по циклу с изобарным подводом тепла, объясняется конструктивными и эксплуатационными соображениями.

На рисунке 9.4.4 изображены циклы поршневого (цикл $1234'$) и газотурбинного (цикл $1234''$) двигателей с изобарным подводом тепла и одинаковой степенью сжатия.

В обоих циклах одинаковы начальные параметры газа (в точке 1) и количества подведенного тепла q_1 (пл. $a123b$).

Из рисунка 9.4.4 видно, что количество тепла q_2 отведенного в первом цикле (пл. $a14''b$), меньше, чем во втором (пл. $a14'b$).

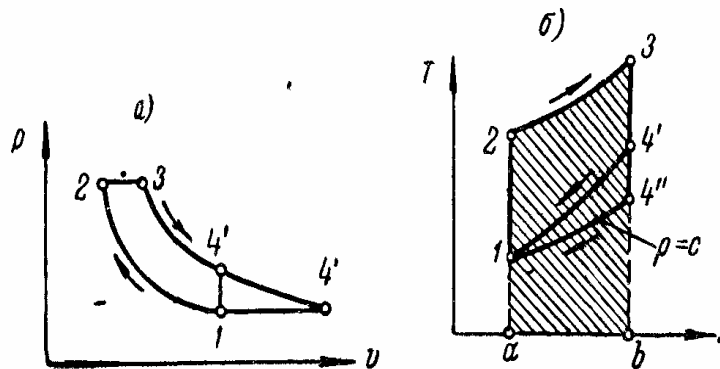


Рис. 9.4.4 Сравнение в Ts -диаграмме циклов газовых поршневого и турбинного двигателей

Следовательно, при прочих равных условиях цикл газотурбинного двигателя экономичнее цикла поршневого двигателя. Таким образом, при переходе от поршневого двигателя к газотурбинному имеется возможность повышения его экономичности.

10 ПАРЫ, ИХ СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ

10.1 Процесс парообразования.

Насыщенные и перегретые пары

Парами называются газы в состоянии, близком к переходу в жидкость.

Наиболее широкое применение в теплотехнике получил водяной пар, но наряду с ним применяются и пары других жидкостей, например ртути, аммиака и др.

На практике пары чаще всего получают путем нагревания соответствующих жидкостей при постоянном давлении. Рассмотрим процесс получения водяного пара. Для этого в вертикальный цилиндр сдвигающимся без трения поршнем, нагруженным грузом P [кГ], поместим 1 кг воды при температуре 0°C и будем ее нагревать (рис. 10.1.1).

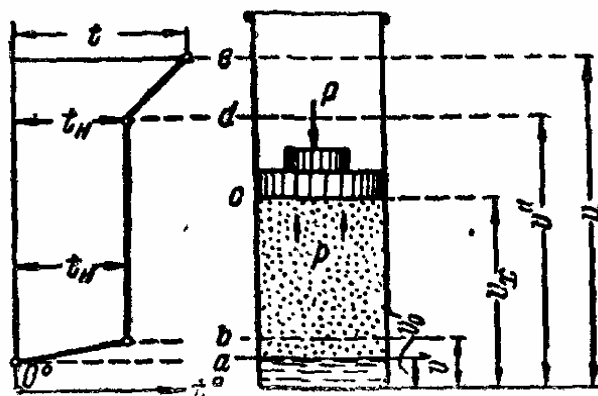


Рис. 10.1.1 Процесс парообразования

Превращение воды в пар (кипение воды) начнется не сразу, а лишь после нагрева ее до некоторой вполне определенной температуры t_n , называемой температурой насыщения.

Опытом установлено, что каждому давлению соответствует строго определенная температура насыщения, которая тем выше, чем больше давление. Так, для воды при различных давлениях имеем: при

$p = 1 \text{ ата}$ $t_H = 99,1^\circ\text{C}$; при $p = 5 \text{ ата}$ $t_H = 151^\circ\text{C}$; при $p = 10 \text{ ата}$ $t_H = 179,1^\circ\text{C}$ и т. д.

Нагрев воды от 0°C до t_H , представляющий первую стадию процесса получения пара, сопровождается увеличением ее объема от v_0' до v' .

После нагрева воды до температуры насыщения начинается вторая стадия процесса – испарение воды или парообразование. В отличие от предыдущей стадии температура рабочего тела при этом остается неизменной и равной температуре насыщения. Образующийся пар имеет ту же температуру, что и кипящая вода, и называется насыщенным. Чаще всего этот пар влажный, так как в нем содержится во взвешенном состоянии капельки жидкости. Объем такого пара равен v_x .

В момент испарения последних капелек воды вторая стадия процесса заканчивается, и в цилиндре под поршнем будет находиться сухой насыщенный пар, объем v'' которого при небольшом давлении во много раз больше объема жидкости, из которой он получен.

Так, при давлении 5 ата объем сухого пара больше объема воды в 350 раз. При увеличении давления разница между объемами жидкости и сухого пара уменьшается.

При дальнейшем сообщении тепла сухому пару начинается третья стадия процесса – перегрев пара.

При перегреве температура пара повышается и его объем увеличивается тем больше, чем больше возрастает его температура.

Из сказанного следует, что пар может быть в трех состояниях: влажный насыщенный, сухой насыщенный и перегретый.

Температура насыщенного пара как сухого, так и влажного, равна температуре насыщения при данном давлении.

Температура перегретого пара выше температуры насыщения при данном давлении.

Влажный насыщенный пар, называемый сокращенно влажным, представляет смесь сухого пара с жидкостью в различной пропорции.

Весовое содержание сухого пара во влажном называется степенью сухости или, сокращенно, сухостью пара и обозначается через x :

$$x = \frac{\text{вес сухого пара во влажном}}{\text{вес влажного пара}}$$

В соответствии с этим весовое содержание жидкости во влажном паре, равное $(1-x)$, называется степенью влажности или, сокращенно, влажностью пара.

Сухость пара, так же как и его влажность, может изменяться в процессе парообразования от нуля до единицы. Для жидкости при температуре насыщения $x = 0$, а для сухого пара $x = 1$.

Влажный пар и перегретый являются устойчивыми состояниями пара. Так, в случае влажного пара подвод и отвод тепла вызывают только изменение его влажности, а в случае перегретого пара – изменение его температуры.

Сухой насыщенный пар представляет промежуточное, крайне неустойчивое состояние пара. Малейший отвод тепла вызовет конденсацию части пара и переход его во влажный. Малейший подвод тепла сухому пару вызовет повышение его температуры и переход его в перегретый.

Критическая температура. Как показали опыты, если нагревать воду в герметически закрытом сосуде, то можно обнаружить, что при температуре около 374°C вода сразу превращается в пар, занимающий тот же объем, то есть имеющий плотность жидкости. Эта температура, выше которой жидкость существовать не может ни при каком давлении и сразу превращается в пар, называется критической температурой вещества и обозначается через t_K .

Давление и удельный объем жидкости, соответствующие ее критической температуре, называются также критическими и обозначаются соответственно через p_K и v_K .

10.2 Метод изучения свойств паров. Таблицы для пара

При наличии значительных сил взаимодействия между молекулами насыщенные пары, и особенно влажные, по своим свойствам весьма значительно отличаются от идеальных газов. Для влажных паров, например, возможно, сохраняя неизменным давление p и температуру t , изменять величину удельного объема v , изменяя их степень сухости.

В меньшей мере, но все же заметно, отличаются от идеальных газов перегретые пары. Это различие паров и газов уменьшается при повышении температуры и при понижении давления паров. Поэтому высоко перегретые пары малого давления по свойствам уже приближаются к идеальным газам.

Уравнение состояния для насыщенных паров весьма сложно, для перегретых паров оно несколько проще, но все же значительно сложнее, чем для идеальных газов.

Кроме того, в процессах изменения своего состояния перегретые пары могут превращаться в сухие и далее во влажные насыщенные. Такой процесс может идти и в обратном направлении, и влажные пары могут превращаться в сухие и затем в перегретые.

Так как свойства насыщенных и перегретых паров различны, то для каждого из этих видов пара должно быть установлено особое уравнение состояния, применять которое можно только в определенной области процесса.

Вследствие этого использование для расчетов процессов в парах аналитического метода, связанного с применением уравнения состояния, затруднительно.

Основным методом изучения процессов в парах является метод, основанный на широком использовании опытных данных. Последние обычно представляются в виде таблиц и диаграмм, без которых изучение паров невозможно.

В практике наиболее широко используется водяной пар, применительно к которому и будет вестись дальнейшее изложение.

Наиболее современные таблицы и диаграммы для водяного пара разработаны в Московском Энергетическом институте под руководством профессора М. П. Вукаловича.

В дальнейшем изложении используются таблицы М. П. Вукаловича.

Для удобства исследований и расчетов с парами разработаны:

1) таблицы насыщенного пара, расположенные по интервалам давлений;

2) таблицы насыщенного пара, составленные по интервалам температур;

3) таблицы перегретого пара.

Наибольшее применение находят таблицы, указанные в пп. 1 и 3.

В таблицах насыщенного пара для различных давлений приведены: температура насыщения t_n ; параметры жидкости при t_n ; параметры сухого насыщенного пара.

Параметры жидкости при t_n отмечаются индексом ('), а параметры сухого насыщенного пара – индексом (").

Для жидкости и сухого насыщенного пара приводятся значения удельных объемов (v' и v''), энтальпий (i' и i'') и энтропии (s' и s'').

Приводятся также значения теплоты испарения (r) жидкости.

В таблице перегретого пара приведены для различных давлений и температур величины основных параметров перегретого пара: удельный объем v , энтальпия i и энтропия s .

Эти величины в таблицах обычно не отмечаются каким-либо индексом.

Сокращенные таблицы для насыщенного и перегретого водяного пара приводятся в приложениях III и IV.

10.3 Температура насыщения. Объем жидкости и пара

1. *Температура насыщения t_H (температура кипения жидкости или конденсации пара).* Опытом установлено, что каждому давлению пара соответствует строго определенная температура насыщения t_H и обратно – каждой температуре t соответствует строго определенная величина давления насыщенного пара p . При увеличении p увеличивается и t_H . Значения температуры t_H для воды, соответствующие различным давлениям p , приведены в таблицах насыщенного пара.

Краткая выдержка из этих таблиц приведена в таблице 10.3.1.

Таблица 10.3.1

$p, \text{ атм}$	0,05	1	10	16	100	225,65
$t_n, ^\circ\text{C}$	32,55	99,09	179,04	200,43	309,53	374,15

Аналитическая зависимость между t_x и p весьма сложна.

Для воды при давлениях не свыше 40 атм эта зависимость приближенно выражается следующей эмпирической формулой:

$$t_n = 100\sqrt[4]{p_{(\text{атм})}} . \quad (10.3.1)$$

2. *Удельный объем жидкости и пара.* а) Удельный объем жидкости при температуре насыщения (v^1). Удельный объем жидкости зависит от температуры и давления, но в пределах давлений от 0 до 200 атм зависимость от давления весьма мала и ею обычно пренебрегают, считая жидкость несжимаемой.

Зависимость же удельного объема жидкости от температуры более значительна. При нагревании жидкость расширяется и ее удельный объем v^1 увеличивается.

При различных температурах удельный объем воды имеет следующие значения: при $t = 0^\circ \text{C}$ $v_0^1 = 0,001 \text{ м}^3 / \text{кг}$; при $t = 100^\circ \text{C}$ $v^1 = 0,00104 \text{ м}^3 / \text{кг}$; при $t = 200^\circ \text{C}$ $v^1 = 0,00116 \text{ м}^3 / \text{кг}$; при $t_{\text{кр}} = 374,15^\circ \text{C}$ $v_{\text{кр}}^1 = 0,031 \text{ м}^3 / \text{кг}$.

Так как при повышении температуры от 0 до 200° С удельный объем воды изменяется незначительно, при технических расчетах можно принимать, что в указанных пределах температур

$$v' = v'_0 = 0,001 \text{ м}^3 / \text{кг}.$$

б) Удельный объем сухого насыщенного пара (v''). Удельный объем сухого насыщенного пара зависит от давления. При давлениях меньше критического удельный объем v'' сухого пара больше объема жидкости v' , из которой он получен. При повышении давления объем пара уменьшается, а жидкости – увеличивается, так как температура ее возрастает. Поэтому разность $v'' - v'$ с повышением давления уменьшается и, наконец, становится равной нулю при критическом давлении.

Значения v'' при различных давлениях приводятся в таблицах.

Удельные объемы водяного пара при некоторых давлениях приведены в таблице 10.3.2.

Таблица 10.3.2

р, ата.....	0,05	1	10	16	100	225,65
v'' , м ³ / кг ...	28,72	1,725	0,198	0,126	0,0185	0,0031

в) Удельный объем влажного пара (v_x). Влажный пар является смесью сухого пара и жидкости и величина его удельного объема v_x имеет промежуточное значение между величинами v' и v'' , приближаясь к v' или v'' в зависимости от степени сухости.

Каждый килограмм влажного пара состоит из x [кг] сухого пара и $(1-x)$ килограммов жидкости при t_H .

Поэтому

$$v_x = xv'' + (1-x)v'. \quad (10.3.2)$$

При давлениях $p < 40$ ата и значительной сухости ($x > 0,8$) объем, занимаемый жидкостью, мал по сравнению с объемом пара, и можно считать, что

$$v_x \approx xv'' \quad (10.3.3)$$

и

$$x \approx \frac{v_x}{v} \quad (10.3.4)$$

г) Удельный объем перегретого пара (v). По мере удаления от состояния насыщения (то есть по мере увеличения разности $t - t_n$) перегретый водяной пар по своим свойствам приближается к идеальному газу с молекулярным весом $\mu = 18$ и для него

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

где

$$R = \frac{848}{18} = 47,11 \text{ кГм/кг} \cdot \text{град.}$$

В действительности удельный объем перегретого пара несколько меньше величины $\frac{RT}{p}$ вследствие наличия сил притяжения между его молекулами.

Значения удельных объемов перегретого пара при различных давлениях и температурах приводятся в таблицах перегретого пара.

10.4 Теплота парообразования

Количество теплоты, которое нужно сообщить при постоянном давлении 1 кг жидкости, взятой при 0°C , чтобы превратить ее в пар, называется полной теплотой пара λ (греческая буква «лямбда»).

1. *Теплота жидкости.* Для превращения воды или другой жидкости в пар необходимо прежде всего нагреть ее до температуры насыщения t_n . Количество тепла, которое нужно сообщить 1 кг воды для подогрева ее от 0°C до температуры насыщения, называется теплотой жидкости λ' .

Это количество тепла определится по уравнению:

$$q = c_{жс}(t_2 - t_1),$$

где $c_{жс}$ – весовая теплоемкость жидкости.

Полагая $q = \lambda'$, $t_1 = 0^\circ\text{C}$ и $t_2 = t_n$, найдем:

$$\lambda' = c_{жс} t_n.$$

Для воды при невысоких давлениях (до 5 *атм*) теплоемкость $c_{ж} \approx 1 \text{ ккал/кг} \cdot \text{град}_И \lambda' \approx t_n$.

При повышении давления теплота жидкости увеличивается вследствие повышения температуры насыщения t_n и возрастания теплоемкости $c_{ж}$.

Работа расширения при нагревании жидкости мала вследствие незначительного изменения ее объема, и почти вся теплота жидкости затрачивается на изменение ее внутренней энергии.

2. *Теплота испарения и полная теплота насыщенного пара.* Количество тепла, которое необходимо сообщить 1 *кг* жидкости, подогретой до температуры насыщения, чтобы превратить ее в сухой насыщенный пар, называется теплотой испарения r . Это количество тепла складывается из внутренней теплоты испарения ρ и внешней теплоты испарения ψ (греческая буква «пси»):

$$r = \rho + \psi$$

Внутренняя теплота испарения ρ расходуется на преодоление межмолекулярных сил сцепления в жидкости (на внутреннюю работу дисгрегации), то есть на увеличение внутренней потенциальной энергии ее вещества.

Внешняя теплота испарения ψ затрачивается на совершение работы расширения при испарении воды под давлением p и равна

$$\psi = Al = Ap(v'' - v').$$

Теплота испарения r уменьшается при повышении давления и при критическом давлении равна нулю.

При всех давлениях большая часть теплоты испарения (80-90%) расходуется на внутреннюю работу дисгрегации, что свидетельствует о значительной величине межмолекулярных сил в жидкости.

При получении влажного пара жидкость испаряется лишь частично, и полная теплота влажного пара

$$\lambda_x = \lambda' + xr, \tag{10.4.1}$$

где x – степень сухости пара.

При полном испарении жидкости получается сухой насыщенный пар, полная теплота которого равна:

$$\lambda'' = \lambda' + r. \quad (10.4.2)$$

Некоторые значения теплоты жидкости λ' , теплоты испарения r и полной теплоты сухого насыщенного пара λ'' приведены в таблице 10.4.1.

Из таблицы 10.4.1 видно, что при небольших давлениях теплота испарения r значительно больше теплоты жидкости λ' .

Таблица 10.4.1

$p, \text{ата} \dots\dots$	0,1	1,0	10	100	200	225,65
$t_n, ^\circ \text{C} \dots\dots$	45,5	99,1	179	305,5	364,1	374,15
$\lambda', \text{ккал/кг} \dots\dots$	45,5	99,1	180,1	331,8	426,6	500,75
$r, \text{ккал/кг} \dots\dots$	571,6	539,6	482,1	317,5	150	0
$\lambda'', \text{ккал/кг} \dots\dots$	617,1	638,7	662,2	649,3	576,6	500,75

При повышении давления теплота испарения r уменьшается, а теплота жидкости λ' увеличивается, и при давлении около 90 ата они становятся почти одинаковыми. Так при $p = 93 \text{ ата}$

$$\lambda' \approx r \approx 327 \text{ ккал/кг}.$$

При давлениях, превышающих 93 ата, теплота жидкости становится уже больше теплоты испарения, и, наконец, при критическом давлении теплота испарения обращается в нуль и полная теплота пара равна теплоте жидкости.

Поэтому в котельных высокого давления большое значение приобретают элементы для подогрева питательной воды.

При давлении 0,1 ата полная теплота λ'' сухого насыщенного пара равна 617,1 ккал/кг. При увеличении давления полная теплота λ'' сначала возрастает и при 30-33 ата достигает своего наибольшего значения 670 ккал/кг. При дальнейшем увеличении давления λ'' постепенно уменьшается и при критическом давлении становится равной 500,75 ккал/кг.

3. *Теплота перегрева и полная теплота перегретого пара.* При сообщении тепла сухому насыщенному пару он перегревается от t_n до t^0 С.

Количество теплоты, которое нужно сообщить при этом 1 кг пара, называется теплотой перегрева $q_{неp}$; она равна:

$$q_{неp} = c_{pm}(t - t_n),$$

где c_{pm} – средняя изобарная теплоемкость пара, величина которой зависит от давления и температуры перегрева.

Значения c_{pm} приводятся в специальных таблицах.

Часть теплоты перегрева затрачивается на изменение внутренней энергии пара, а часть – на совершение работы расширения.

Так как перегретый пар по свойствам приближается к идеальным газам, то изменение его внутренней энергии можно приближенно определить по уравнению:

$$\Delta u_{неp} = c_{vm}(t - t_n) \text{ ккал/кг},$$

где c_{vm} – средняя изохорная теплоемкость пара.

Тогда доля теплоты перегрева, затраченной на изменение внутренней энергии пара, определится из соотношения:

$$\frac{\Delta u_{неp}}{q_{неp}} = \frac{c_{vm}(t - t_n)}{c_{pm}(t - t_n)} = \frac{c_{vm}}{c_{pm}}.$$

Для водяного пара величина отношения $\frac{c_{vm}}{c_{pm}}$ близка к 1,3 и

$$\frac{\Delta u_{неp}}{q_{неp}} = \frac{1}{1,3} = 0,77,$$

то есть около 77% теплоты перегрева расходуется на увеличение внутренней энергии пара и около 23% – на работу расширения.

Полная теплота перегретого пара складывается из полной теплоты сухого насыщенного пара и теплоты перегрева и равна:

$$\lambda = \lambda'' + q_{неp} = \lambda' + r + c_{pm}(t - t_p) \quad (10.4.3)$$

При перегреве полная теплота пара увеличивается по сравнению с λ'' тем больше, чем выше температура, до которой перегревается пар.

10.5 Энтальпия (теплосодержание) жидкости и пара

1. *Понятие об энтальпии.* Рабочее тело, находящееся под давлением p , обладает потенциальной энергией давления, величина которой может быть определена следующим образом.

Поместим тело, например пар, в вертикальный цилиндр (рис. 10.5.1) под нагруженный поршень, вес которого равен G [кг] и площадь F [м²].

Давление пара удерживает поршень на высоте h над дном цилиндра. Следовательно, энергия давления пара равна потенциальной энергии груза G [кг], поднятого на высоту h [м], то есть равна Gh [кГм].

Так как вес поршня уравновешивается давлением пара на поршень, то $G = pF$ и

$$Gh = pFh = pV \quad (10.5.1)$$

где V – объем пара в цилиндре.

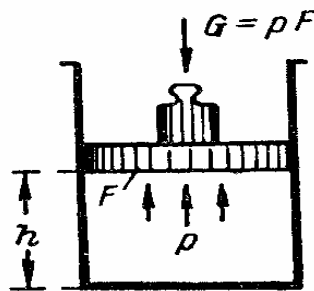


Рис. 10.5.1 Энергия давления газа или пара

Таким образом, энергия давления рабочего тела измеряется произведением из его давления на объем.

Сумма внутренней энергии и энергии давления тела называется энтальпией или теплосодержанием. Энтальпия тела измеряется в ки-

локалориях и обозначается через i для 1 кг тела или через I – для G [кг].

По определению,

$$i = u + Apv \text{ [ккал/кг]}. \quad (10.5.2)$$

Так же как внутренняя энергия и энергия давления, энтальпия является функцией состояния тела.

Определим изменение энтальпии рабочего тела в процессе при постоянном давлении.

В таком процессе телу сообщается теплота q и совершается работа $l = p(v_2 - v_1)$. По первому закону термодинамики,

$$q = \Delta u = +Al = u_2 - u_1 + Ap(v_2 - v_1) = (u_2 + Apv_2) - (u_1 + Apv_1) = i_2 - i_1, \quad (10.5.3)$$

то есть теплота изобарного процесса равна разности энтальпий тела в конечном и начальном состоянии.

2. *Энтальпия жидкости при 0°С.* В паросиловых установках температура рабочего тела не опускается ниже 0°С. Поэтому за начальное состояние рабочего тела обычно принимают состояние воды при 0° С, находящейся под давлением своих насыщенных паров ($p_0 = 0,00623 \text{ ата}$).

Для этого состояния воды условно принимаются равными нулю энтальпия ($i'_0 = 0$) и энтропия ($s'_0 = 0$), а также внутренняя энергия ($u'_0 = 0$)[†].

При повышении давления над водой при 0°С до требуемого давления p парообразования ее энтропия и внутренняя энергия не изменяются и остаются равными нулю, а энтальпия увеличивается и становится равной

$$i'_0 = u'_0 + Apv'_0 = Apv'_0 = \frac{1}{427} p_{(ата)} 10^4 \cdot 0,001 = 0,0234 p \text{ [ккал/кг]}, \quad (10.5.4)$$

где v'_0 – удельный объем воды при 0°С, который при давлениях до 200 ата можно считать равным 0,001 м/кг.

Значения энтальпий воды при 0°С, соответствующие различным давлениям p , приведены в таблице 10.5.1.

Таблица 10.5.1

Энтальпия воды при 0°С и давлении p

$p, \text{кг/см}^2$	1	10	20	40	100	200
$i'_0, \text{ккал/кг}$	0,0234	0,234	0,47	0,97	2,34	4,7

3. Энтальпия жидкости при t_n и пара. Изменение энтальпии тела в изобарном процессе равно сообщенной теплоте. Поэтому энтальпия жидкости при температуре насыщения t_n найдется из соотношения:

$$\lambda' = i' - i'_0,$$

откуда

$$i' = i'_0 + \lambda'. \quad (10.5.5)$$

Путем аналогичных рассуждений получим следующие выражения для энтальпии пара:

для влажного пара

$$i_x = i'_0 + \lambda_x; \quad (10.5.6)$$

для сухого насыщенного пара

$$i'' = i'_0 + \lambda''; \quad (10.5.7)$$

для перегретого пара

$$i = i'_0 + \lambda. \quad (10.5.8)$$

Следовательно, энтальпия жидкости или пара больше, чем соответствующая полная теплота, на величину энтальпии жидкости при 0°С, равную $i'_0 = A p v'_0$.

Пользуясь этим соотношением, по значениям энтальпии жидкости и пара, приведенным в таблицах, можно определить значение соответствующей полной теплоты.

При давлениях до 40 *ата* значение энтальпии i_0 для воды, как это видно из таблицы 10.5.2, не превышает 1 *ккал/кг*. Поэтому при таких давлениях можно принимать, что полная теплота и энтальпия жидкости или пара приблизительно одинаковы, то есть что

$$\lambda \approx i.$$

При больших же давлениях разностью значений i и λ пренебрегать уже нельзя.

Выражения (10.5.3), (10.5.4), (10.5.5), (10.5.6), (10.5.7) и (10.5.8) для энтальпии пара различных состояний могут быть также написаны в следующем виде:

$$i'' = i' + r; \quad (10.5.9)$$

$$i_x = i' + xr = i'' - (1-x)r; \quad (10.5.10)$$

$$i = i' + r + c_{pm}(t - t_n). \quad (10.5.11)$$

Этими выражениями для энтальпий обычно пользуются при расчетах.

Энтальпия жидкости и пара изменяется при изменении давления. Для водяного пара характер такого изменения показан на i - p диаграмме (рис. 10.5.2), построенной по табличным данным. При увеличении давления от 0 до 225 *атм* энтальпия жидкости непрерывно возрастает от 0 до 500 *ккал\кг*, а энтальпия насыщенного пара сначала возрастает от 0 до 670 *ккал\кг* (при $p = 30$ *атм*), а затем уменьшается до 500 *ккал\кг*.

Энтальпия перегретого пара при каждом давлении увеличивается с увеличением температуры пара.

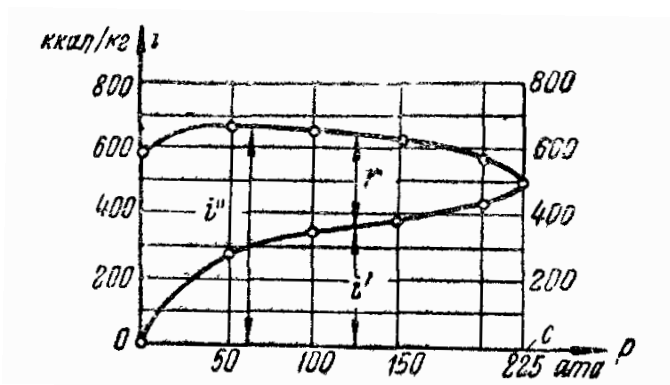


Рис. 10.5.2 Энтальпия воды и пара при различных давлениях

В заключении необходимо отметить, что для определения теплоты изобарного процесса можно пользоваться как значениями полных теплот, так и значениями энтальпий тела. Действительно,

$$q = \lambda_2 - \lambda_1 = i_2 - i_1.$$

Справедливость этого уравнения очевидна, так как энтальпии i_2 и i_1 отличаются от соответствующих полных теплот на одинаковую величину Apv_0' .

4. *Внутренняя энергия жидкости и пара.* Внутренняя энергия u рабочего тела при давлении p определяется по значениям его энтальпии i и удельного объема v , так как

$$u = i - Apv. \quad (10.5.12)$$

Внутренняя энергия жидкости при температуре t_n

$$u' = i' - Apv'.$$

Для воды при давлениях до 16 *ата* величина Apv' относительно невелика (меньше 0,4 ккал/кг), и при технических расчетах можно принимать:

$$u' \approx i'.$$

Для внутренней энергии пара различных состояний получим:
для влажного пара

$$u_x = i_x - Apv_x;$$

для сухого насыщенного пара

$$u'' = i'' - Apv'';$$

для перегретого пара

$$u = i - Apv.$$

10.6 Энтропия жидкости и пара

1. *Энтропия жидкости.* Как уже упоминалось, энтропия воды при температуре 0°C условно принимается равной нулю, то есть

$$s'_0 = 0.$$

При нагревании жидкости от 0°C до температуры насыщения ее энтропия возрастет на величину $s' = \int_{273}^{t_n} \frac{dq}{T}$, которая и будет условной энтропией жидкости при t_n .

Таким образом, энтропия жидкости при t_n

$$s' = \int_{273}^{T_n} \frac{dq}{T} = \int_{273}^{T_n} \frac{c_{жс} dT}{T},$$

где $c_{жс}$ – истинная теплоемкость жидкости.

Вынося за знак интеграла среднее значение $c_{жс}$, найдем:

$$s' = c_{жс} \ln \frac{T_n}{273}. \quad (10.6.1)$$

Для воды при невысоких давлениях (до 5 *атм*) можно принимать

$$c_{жс} \approx 1 \quad \text{и} \quad s' = \ln \frac{T_n}{273}.$$

2. *Энтропия пара.* После подогрева жидкости до температуры насыщения начинается процесс парообразования при постоянном давлении, в ходе которого температура остается неизменной и равной $T_n = t_n + 273^\circ$.

Элементарное количество теплоты, сообщенной рабочему телу при парообразовании и соответствующее изменение энтропии, можно выразить через теплоту испарения r следующим образом:

$$dq = r dx \quad \text{и} \quad ds = \frac{dq}{T_n} = \frac{r dx}{T_n},$$

где dx – элементарное изменение степени сухости пара.

При превращении жидкости во влажный пар степень его сухости возрастает от 0 до x , и увеличение энтропии будет:

$$\Delta s_x = \int_0^x \frac{r dx}{T_n} = \frac{xr}{T_n}.$$

При этом энтропия влажного пара станет равной:

$$s_x = s' + \frac{xr}{T_n}. \quad (10.6.2)$$

Для энтропии сухого пара ($x = 1$) получим:

$$s'' = s' + \frac{r}{T_n}. \quad (10.6.3)$$

При перегреве сухому пару сообщается теплота и его температура возрастает от t_n до t . Увеличение энтропии при перегреве пара равно:

$$\Delta s_{nep} = \int_{T_n}^T \frac{dq_{nep}}{T} = \int_{T_n}^T \frac{c_p dT}{T} = c_{pm} \ln \frac{T}{T_n},$$

где c_{pm} – средняя изобарная теплоемкость пара.

Следовательно, энтропия перегретого пара

$$s = s'' + c_{pm} \ln \frac{T}{T_n}. \quad (10.6.4)$$

Значения энтропии жидкости (s'), сухого пара (s'') и перегретого пара (s) приводятся в таблицах для пара.

Характер изменения энтропии при изменении давления |показан на ps -диаграмме (рис. 10.6.1).

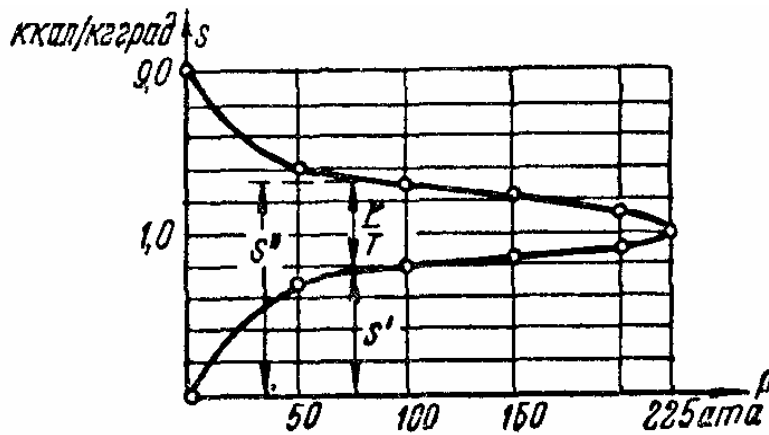


Рис. 10.6.1 Энтропия воды и пара при различных давлениях

При изменении давления p от 0 до 225 атм энтропия воды (s') увеличивается от 0 до 1,05 ккал/кг град, а энтропия сухого пара уменьшается от 2,19 до 1,05 ккал/кг град.

10.7 Диаграммы для водяного пара

Для исследования процессов пара и технических расчетов широко используются p v -, T s - и i s -диаграммы.

Все эти диаграммы строятся по табличным данным. Преимущество их перед таблицами – простота и наглядность, а недостаток – меньшая точность отсчетов величин.

1. p v -диаграмма. Представляет график зависимости удельных объемов жидкости и пара от давления. Вид этой диаграммы показан на рисунке 10.7.1.

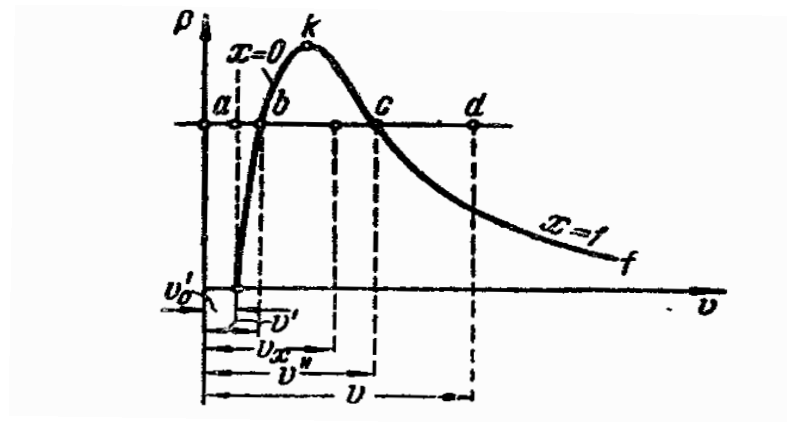


Рис. 10.7.1 p v -диаграмма для водяного пара

Для построения диаграммы на изобарах, соответствующих различным давлениям, последовательно откладываются величины удельных объемов воды при 0°C (v_o') и при температуре насыщения (v') и удельного объема сухого насыщенного пара (v''). Полученные при этом точки изображают соответственные состояния рабочего тела.

Так, на изобаре, соответствующей давлению p , точка a изображает состояние воды при 0°C , точка b – состояние воды при температуре насыщения и точка c – состояние сухого насыщенного пара.

Соединив одноименные точки на различных изобарах, получают три линии: линию ea состояний воды при 0°C , линию eh состояний воды при t_n , или пограничную кривую жидкости ($x = 0$), и линию kf состояний сухого насыщенного пара, или пограничную кривую пара ($x = 1$).

Обе пограничные кривые сходятся в точке k , соответствующей критическому состоянию воды.

Пограничные кривые ek и kf делят всю диаграмму на три области:

а) область воды (жидкости), расположенную левее линии ek ;

б) область влажного пара, расположенную между пограничными кривыми;

в) область перегретого пара, расположенную правее линии kf .

В области влажного пара наносятся линии равной сухости пара ($x = \text{const}$). Все эти линии исходят из критической точки k .

При изображении диаграммы в масштабе линии ea и ek почти совпадают с осью ординат вследствие того, что при небольших давлениях объем сухого насыщенного пара v'' во много раз больше объема жидкости v' .

Диаграмма наглядно показывает характер изменения объемов жидкости и пара в зависимости от давления, но точность отсчетов по ней невелика.

2. *Ts-диаграмма.* Вид ts -диаграммы для водяного пара показан на рисунке 10.7.2. Так же как и в pv - координатах, на эту диаграмму наносятся по точкам пограничная кривая жидкости ek ($x = 0$) и пограничная кривая сухого насыщенного пара kf ($x = 1$), которые сходятся в критической точке k .

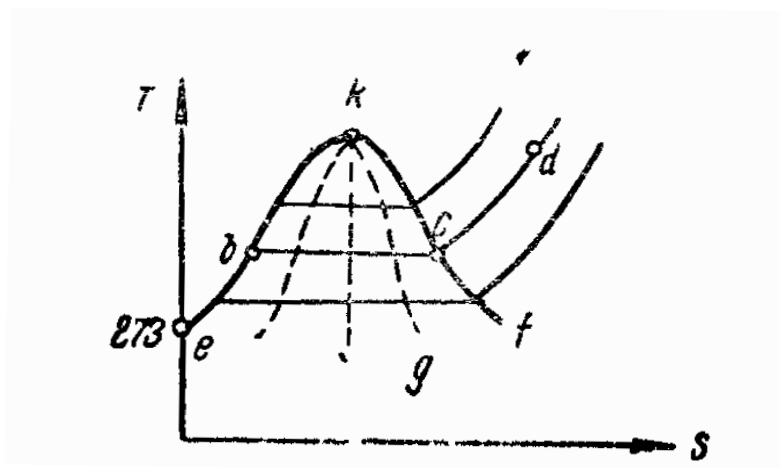


Рис. 10.7.2 Ts -диаграмма для водяного пара

Аналогично $p\nu$ -диаграмме пограничные кривые делят область диаграммы на три части. Левее пограничной кривой ek расположена область жидкости, между пограничными кривыми – область влажного пара, а правее пограничной кривой сухого пара – область перегретого пара.

Далее на диаграмму нанесены две основные сетки линий: сетка изобар (например изобара bcd) и, в области влажного пара, сетка линий равной сухости пара (например линия kg).

В области жидкости изобары практически совпадают с соответствующими отрезками пограничной кривой ek . В области влажного пара изобары являются одновременно и изотермами и изображаются отрезками горизонтальных линий. В области перегретого пара изобары изображаются логарифмическими кривыми. Линии равной сухости пара изображаются кривыми, исходящими из критической точки.

Нередко на диаграмму наносится сетка изохор. В области влажного пара изохоры изображаются кривыми, направленными выпуклостью вверх, а в области перегретого пара – кривыми, аналогичными по характеру изобарам, но более крутыми.

Ts -диаграмма широко используется для исследований процессов и циклов, так как позволяет видеть изменение температуры рабочего тела и теплоту, участвующую в процессах.

Изобарный процесс парообразования изображается на диаграмме ломаной линией $ebcd$ (рис. 10.7.3). Площади, изображающие теплоту жидкости λ' , теплоту испарения r и теплоту перегрева пара $q_{пер}$ показаны на рисунке 10.7.3 различной штриховкой.

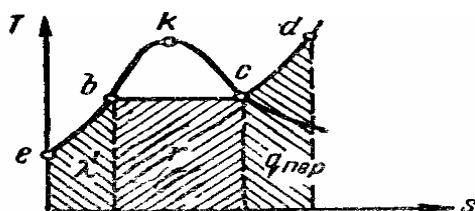


Рис. 10.7.3 Изображение в Ts -диаграмме расходов тепла на парообразование

Некоторым неудобством диаграммы является то, что для определения количества тепла, участвующего в процессе, приходится определять величину соответствующей площади, что усложняет расчеты.

3. *Is-диаграмма.* Вид *is*-диаграммы показан на рисунке 10.7.4. На диаграмму нанесены пограничная кривая жидкости *ek* и пограничная кривая пара *kf*, сходящиеся в критической точке *k*.

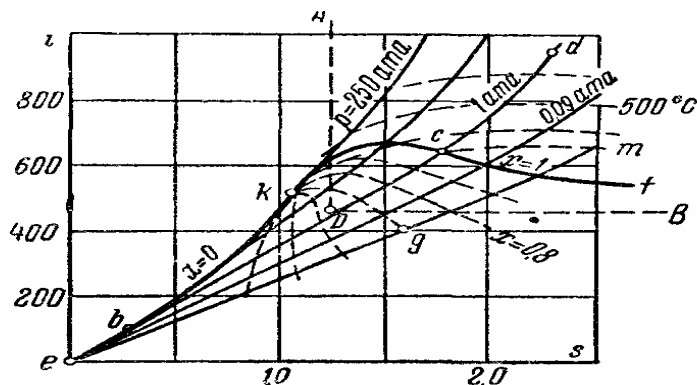


Рис. 10.7.4 Ts-диаграмма для водяного пара

Затем на диаграмму нанесены:

а) Сетка изобар, например изобара *ebed*. Изобары на *is*-диаграмме в области влажного пара изображаются прямыми линиями. Действительно, в изобарном процессе изменение энтальпии равно сообщенной теплоте, то есть $di = dq = Tds$.

При парообразовании $T = T_n = \text{const}$ и $di = T_y ds$, а это есть уравнение прямой линии.

В области перегретого пара изобары изображаются логарифмическими кривыми, обращенными выпуклостью вниз.

б) Сетка линий постоянной сухости пара ($x = \text{const}$), например линия *kg*. Эти линии наносятся в области влажного пара и исходят из критической точки *k*.

в) Сетка изотерм ($t = \text{const}$). Изотермы в виде особых линий нанесены только в области перегретого пара, например линия *st*. В области же влажного пара изотермы совпадают с изобарами, так как температура насыщенного пара полностью определяется его давлением.

Кроме указанных линий иногда, на i^s -диаграмму наносится сетка изохор, которые имеют вид слабо изогнутых кривых, более круто поднимающихся вверх по сравнению с изобарами.

Пользование i^s -диаграммой значительно упрощает расчеты по парам.

Значения энтальпии рабочего тела по диаграмме отсчитываются непосредственно. Количество же тепла в изобарных процессах определяется как разность энтальпий тела в начальном и конечном состояниях.

Нижняя часть диаграммы, соответствующая весьма влажным парам, при практических расчетах обычно не используется и потому не вычерчивается. Это дает возможность вычертить верхнюю часть в более крупном масштабе и сделать ее более удобной для использования.

11 ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПАРОВ

При исследовании и расчетах термодинамических процессов пара широко пользуются p v -, T s - и i s -диаграммами.

11.1 Процессы изменения состояния пара

1. *Изохорный процесс* ($v = \text{const}$). В изохорном процессе при сообщении тепла влажному пару (рис. 11.1) повышаются его давление и температура. При этом влажность пара уменьшается, и он превращается в сухой насыщенный, а затем в перегретый. При отводе тепла от перегретого пара процесс идет в обратном направлении.

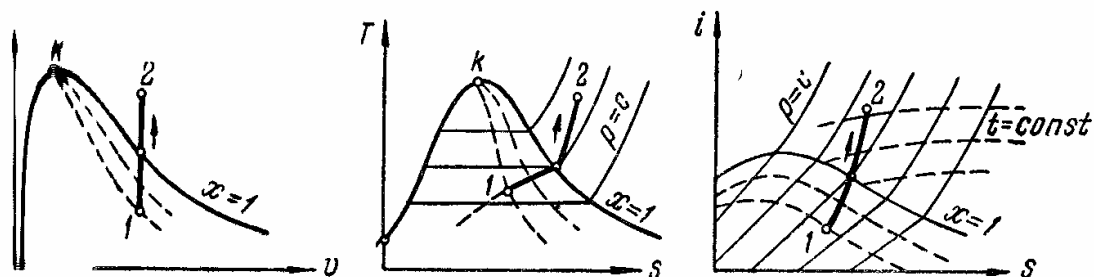


Рис. 11.1 Изохорный процесс пара

В изохорном процессе внешняя работа не совершается ($l = \int_1^2 p dv = 0$), и сообщаемое тепло затрачивается на изменение внутренней энергии пара:

$$q = \Delta u = u_2 - u_1. \quad (11.1.1)$$

2. *Изобарный процесс* ($p = \text{const}$). Изобарный процесс пара был рассмотрен ранее (процесс парообразования).

В этом процессе (рис. 11.1.2) при сообщении тепла влажному пару уменьшается его влажность (пар подсушивается) и он переходит в сухой насыщенный, причем температура его остается постоянной, равной t_n . При дальнейшем подводе тепла пар перегревается. При отводе тепла процесс идет в обратном направлении.

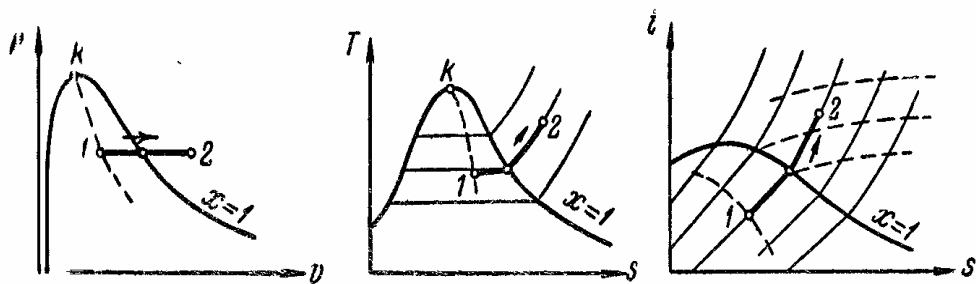


Рис. 11.2 Изобарный процесс пара

Работа и теплота процесса определяются из выражений:

$$l = p(v_2 - v_1); \quad (11.1.2)$$

$$q = \Delta i = i_2 - i_1. \quad (11.1.3)$$

3. *Изотермный процесс* ($t = const$). В изотермном процессе при сообщении тепла влажному пару (рис. 11.3) его объем увеличивается, он превращается сначала в сухой насыщенный, а затем в перегретый. В области влажного пара этот процесс полностью совпадает с изобарным, а в области перегрева давление пара при изотермном расширении понижается.

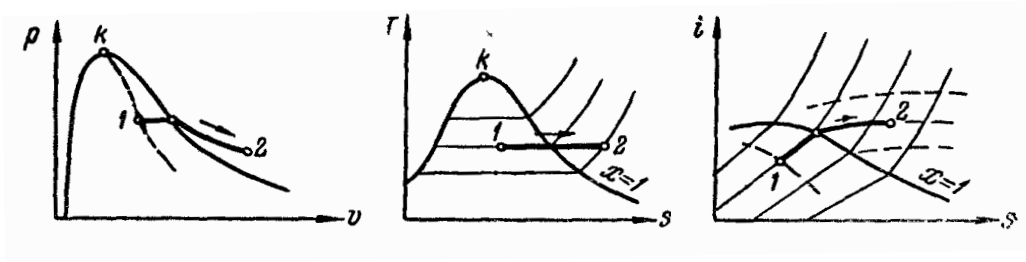


Рис. 11.3 Изотермный процесс пара

Теплота и работа процесса определяются из выражений:

$$q = \int_1^2 T ds = T(s_2 - s_1) = T\Delta s; \quad (11.1.4)$$

$$Al = q - \Delta u = q - (u_2 - u_1). \quad (11.1.5)$$

В изотермном процессе внутренняя энергия пара, в отличие от идеальных газов, изменяется и поэтому для пара $u_2 \neq u_1$ и $q \neq Al$.

4. *Адиабатный процесс*. Адиабатный процесс совершается без теплообмена с внешней средой ($dq=0$), и энтропия рабочего тела в нем остается неизменной, так как $ds = \frac{dq}{T} = 0$; следовательно, этот процесс является изоэнтропийным. Поэтому на i - s -диаграмме адиабатный процесс изображается вертикальной линией (рис. 11.1.4).

При адиабатном расширении давление и температура пара понижаются. Перегретый пар при этом переходит, обычно, в сухой насыщенный и затем во влажный. При сжатии влажного пара процесс идет в обратном направлении.

Конечные параметры пара определяются по начальным из условия равенства энтропии в начальном и конечном состояниях.

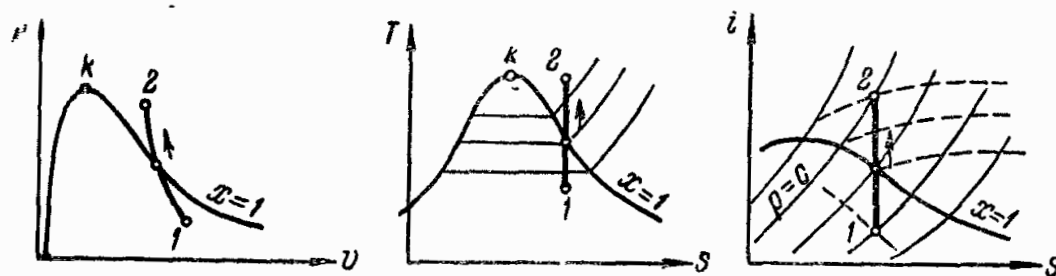


Рис. 11.4 Адиабатный процесс пара

Работа пара в адиабатном процессе определяется из соотношения:

$$Al = -\Delta u = u_1 - u_2. \quad (11.1.6)$$

Адиабатный процесс для пара в небольших пределах изменения давлений с достаточной для технических расчетов точностью описывается уравнением вида:

$$pv^k = \text{const}, \quad (11.1.7)$$

где величина показателя адиабаты k представляет эмпирически подобранный коэффициент, который оценивается по начальному состоянию пара: для перегретого пара $k = 1,3$; для насыщенного пара $k = 1,035 + 0,1x$, где x – начальная степень сухости пара.

При указанных значениях k можно использовать соотношение между параметрами пара и выражение для работы, полученные на основании уравнения (11.1.7), то есть

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k \quad (11.1.8)$$

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (11.1.9)$$

Эти соотношения, несмотря на их некоторую приближенность, широко используются при исследованиях и расчетах, например процессов истечения паров.

5. *Политропный процесс.* В парах, так же как и в газах, политропными называются процессы, в которых зависимость между параметрами рабочего тела выражается уравнением:

$$pv^n = const, \quad (11.1.10)$$

где показатель n может иметь значение от $+\infty$ до $-\infty$.

Для определения конечных параметров пара, работы и теплоты политропного процесса используются ранее выведенные соотношения, например:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n; \quad (11.1.11)$$

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2); \quad (11.1.12)$$

$$q = \Delta u + Al = u_2 - u_1 + Al. \quad (11.1.13)$$

В частном случае, при $n = 1$, уравнение политропы примет вид:

$$pv = const,$$

но в отличие от газов этому уравнению соответствует процесс пара с переменной температурой.

Работу такого процесса следует вычислять по формуле:

$$l = pv \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (11.1.14)$$

так как формула (11.1.12) при $n = 1$ обращается в неопределенность.

Политропное расширение и сжатие пара по закону $pv = const$ нередко наблюдается в паровых машинах.

11.2 Общий метод расчета термодинамических процессов паров

При расчете термодинамических процессов паров решаются те же задачи, что и при расчетах газовых процессов, то есть определяются начальные и конечные параметры пара, изменение его внутренней энергии, работа и теплота процесса. Однако в ходе термодинамического процесса состояние пара, в отличие от газа, может изменяться: перегретый пар может переходить в насыщенный и даже в жидкость и наоборот.

Так как значения одноименных параметров для насыщенного и перегретого пара определяются по различным формулам и таблицам, то, приступая к расчету процесса, необходимо прежде всего установить, в каком состоянии находится пар в начале и конце процесса, и уже в соответствии с этим пользоваться теми или иными формулами и таблицами.

После того как будут выявлены значения начальных и конечных параметров пара, определение изменения внутренней энергии пара, работы и теплоты процесса не представит затруднений. Состояние пара можно установить по значениям двух его параметров. Для начальной точки процесса эти значения указываются в условии задачи. Для конечной же точки процесса обычно дается значение лишь одного из параметров, значение же второго приходится определять, исходя из характеристики рассчитываемого процесса.

Выяснение начального и конечного состояний пара, а также определение значений его параметров значительно упрощается при использовании Ts - и is -диаграмм для пара, в особенности последней из них. С помощью is -диаграммы весьма просто определяются значения энтальпии, температуры и давления пара. Однако значения некоторых параметров, например удельных объемов пара, не могут быть определены по диаграммам с достаточной точностью, а значения других, например внутренней энергии пара, вообще приводятся в диаграммах. Поэтому при расчетах процессов пара пользуются одновременно как соответствующими расчетными формулами, так и таблицами и диаграммами.

Наиболее полно Ts - и is -диаграммы используются при расчетах изобарного, адиабатного и изотермного процессов пара.

При расчете же изохорного процесса приходится пользоваться, главным образом, соответствующими формулами и табличными данными.

12 ОСНОВНОЙ ЦИКЛ ПАРСИЛОВОЙ УСТАНОВКИ

12.1 Цикл Карно для пара

Наиболее совершенным циклом как для газов, так и для паров является цикл Карно.

Цикл Карно для насыщенного пара в $p\nu$ - и Ts -диаграмме представлен на рисунке 12.1.1.

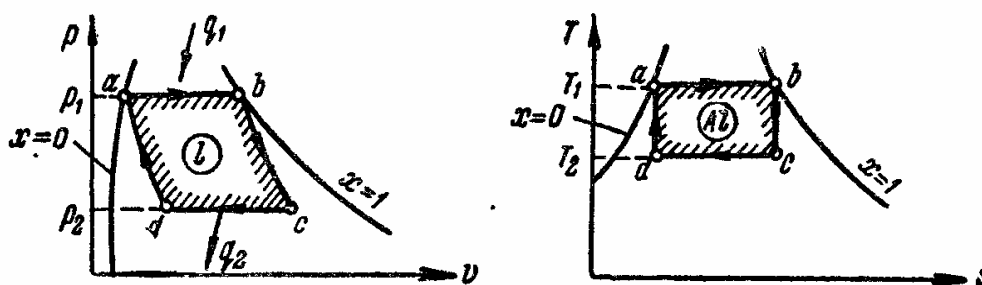


Рис. 12.1.1 $p\nu$ - и Ts -диаграммы цикла Карно для насыщенного пара

Точка a изображает начальное состояние рабочего тела и представляет воду, находящуюся при температуре насыщения t_{n1} , соответствующей давлению p_1 . Воде при неизменном давлении p_1 сообщается теплота q_1 от горячего источника, и она испаряется при постоянной температуре t_{n1} (процесс ab). Полученный пар адиабатно расширяется до давления p_2 (процесс bc). При этом температура и степень сухости пара понижаются соответственно до значений t_n и x_2 .

Затем влажный пар сжимается при постоянных температуре t_{n2} и давлении p_2 и от него отводится теплота q_2 в холодный источник. При этом часть пара конденсируется и его степень сухости уменьшается до значения x_d . По окончании отвода тепла сильно увлажненный пар адиабатно сжимается для возвращения рабочего тела в начальное состояние (процесс da). В конце сжатия пар вновь превращается в воду, имеющую температуру насыщения t_n , при давлении p_1 , и цикл повторяется.

Паросиловая установка, работающая по циклу Карно, должна состоять из парового котла, парового двигателя, конденсатора и компрессора для сжатия пароводяной смеси.

Объем цилиндра компрессора должен быть весьма значительным, чтобы засасывать большие объемы парожидкостной смеси малого давления. Кроме того, на сжатие этой смеси должна затрачиваться большая работа с потерями на трение, не компенсируемыми работой расширения.

При осуществлении цикла Карно с перегретым паром возникают дополнительные трудности, так как получение перегретого пара при постоянной температуре должно сопровождаться понижением его давления.

Указанные отрицательные особенности цикла Карно делают затруднительным и нецелесообразным его осуществление на практике.

12.2 Цикл Ренкина

Цикл Ренкина имеет ряд практических преимуществ по сравнению с циклом Карно и принимается в качестве основного для паросиловых установок.

Цикл Ренкина (рис. 12.2.1) состоит из двух изобар и двух адиабат и осуществляется следующим образом.

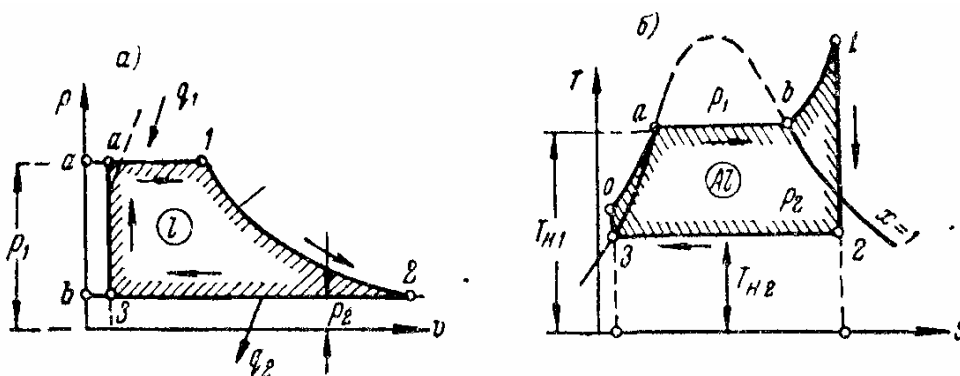


Рис. 12.2.1 Pv- и Ts-диаграммы цикла Ренкина

Точка O изображает начальное состояние рабочего тела и соответствует воде при давлении p_1 и температуре t_0 , меньшей, чем температура насыщения.

Воде при неизменном давлении сообщается теплота q_1 от горячего источника, и она превращается сначала в насыщенный, а затем в перегретый пар (процесс $Oab1$). Полученный пар адиабатно расширяется от давления p_2 (процесс 1-2). В конце расширения получается влажный или перегретый пар в зависимости от начальных параметров пара. Затем расширившийся пар сжимается при постоянном давлении с отводом теплоты q_2 в холодный источник (процесс 2-5). Это сжатие продолжается до полной конденсации пара в жидкость, чем цикл Ренкина существенно отличается от цикла Карно. Полученный конденсат адиабатным сжатием возвращается в начальное состояние (процесс 3-0), и цикл повторяется.

Весь описанный цикл изменений состояния пара теоретически может быть осуществлен в одном цилиндре с поршнем, в котором пар последовательно будет подвергаться соответствующим тепловым и механическим воздействиям.

Практически значительно удобнее отдельные процессы цикла осуществлять в особых элементах паросиловой установки, через которые в определенной последовательности будет проходить рабочее тело (вода или пар).

Схема идеальной паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, представлена на условных обозначениях на рисунке 12.2.2.

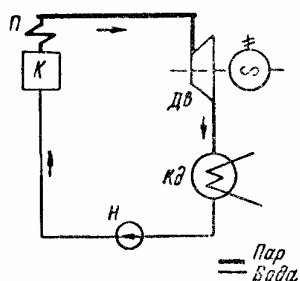


Рис. 12.2.2 Схема простейшей паросиловой установки в условных обозначениях:
 K – паровой котел, Π – пароперегреватель, $Дв$ – паровой двигатель,
 $Кд$ – конденсатор, $Н$ – насос

Установка состоит из котла K с пароперегревателем Π , парового двигателя $Дв$ (паровая турбина или паровая машина), конденсатора $Kд$ и насоса H , соединенных между трубопроводами. Конденсатор $Kд$ охлаждается водой через систему трубок, размещенных в нем.

Отдельные процессы цикла осуществляются при прохождении рабочего тела через соответствующие элементы установки.

Сжатие воды (процесс $3-0$) осуществляется в насосе H . Подвод тепла для подогрева воды, ее испарения и перегрева пара при постоянном давлении (процесс $0-1$) происходит в котле K и пароперегревателе Π . Адиабатное расширение пара (процесс $1-2$) совершается в паровом двигателе $Дв$. Отвод тепла от отработавшего в двигателе пара и его конденсация (процесс $2-3$) производятся в конденсаторе $Kд$. Отводимое тепло передается охлаждающей воде, протекающей через конденсатор.

Конденсат отработавшего пара при давлении p_2 и соответствующей температуре насыщения забирается из конденсатора насосом H , сжимается до давления p_1 и подается в котел, после чего цикл вновь повторяется.

Полезная работа 1 кг пара в цилиндре Ренкина изображается на p^v -диаграмме площадью 01230 внутри его контура.

Вследствие того что удельный объем жидкой воды ($v' = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$) весьма мал по сравнению с объемом пара при давлении p_2 , линия $3-0$ на p^v -диаграмме (рис. 12.2.1, а) практически сливается с осью ординат. Поэтому за диаграмму цикла Ренкина можно принять диаграмму, изображенную на рисунке 12.2.3, а.

Кроме того, при адиабатном сжатии воды в насосе ее температура повышается незначительно, на доли градуса, так как работа сжатия жидкости весьма мала.

Поэтому на T^s -диаграмме цикла Ренкина точки 3 и 0 практически сливаются и за T^s -диаграмму цикла можно принять диаграмму, изображенную на рисунке 12.2.3, б.

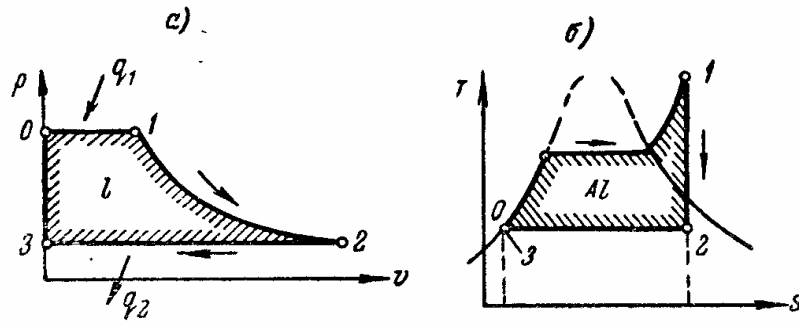


Рис. 12.2.3 Упрощенное изображение цикла Ренкина в Pv - и Ts -диаграммах

К.п.д. цикла Ренкина. Согласно общему определению, к.п.д. цикла

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1}, \quad (12.2.1)$$

где $Al = q_1 - q_2$.

В цикле Ренкина подвод теплоты q_1 к рабочему телу и отвод тепла q_2 от него производятся по изобарам $0-1$ и $2-3$, и, следовательно, каждое из этих количеств тепла равно разности энтальпий рабочего тела в начале и в конце соответствующего процесса подвода или отвода тепла. Поэтому

$$q_1 = i_1 - i'_0; \quad q_2 = i_3 - i'_3,$$

где i'_0 и i_1 — энтальпии воды, поступающей в котел, и пара, полученного из нее;

i_2 и i'_3 — энтальпии пара на входе в конденсатор и воды на выходе из него.

В паросиловых установках низкого и среднего давления энтальпия воды при ее сжатии в насосе изменяется незначительно, и можно принять:

$$i'_3 = i'_0 = i_k.$$

Тогда работа 1 кг пара в цикле Ренкина:

$$Al = q_1 - q_2 = (i_1 - i'_0) - (i_2 - i'_3) = i_1 - i_2, \quad (12.2.2)$$

то есть работа 1 кг пара в цикле Ренкина, выраженная в тепловых единицах, равна разности энтальпий пара в начале и конце адиабат-

ного расширения. Эта разность энтальпий $i_1 - i_2$ называется адиабатным теплоперепадом и обозначается через h_0 .

Следовательно,

$$Al = i_1 - i_2 = h_0 \quad (12.2.3)$$

то есть работа 1 кг пара в цикле Ренкина эквивалентна адиабатному теплоперепаду между давлениями p_1 и p_2 . Величина последнего определяется с помощью is -диаграммы, как показано на рисунке 12.2.4.

Подставляя значения Al и q_1 в уравнение (12.2.1) для к.п.д. цикла Ренкина найдем:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_k} = \frac{h_0}{i_1 - i_k}, \quad (12.2.4)$$

где i_1 – энтальпия пара при давлении p_1 и температуре t_1 ;

i_k – энтальпия конденсата при давлении p_2 .

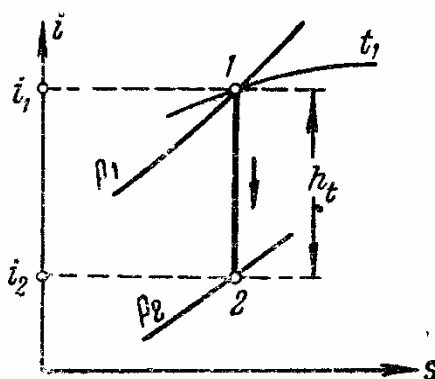


Рис. 12.2.4 Определение адиабатного теплоперепада по is -диаграмме

Удельный расход пара в цикле Ренкина. Весовой расход пара на единицу работы теплового двигателя, то есть на 1 лсч (силочас) или 1 квтч (киловаттчас), называется удельным расходом пара и обозначается через d_0 .

Величина удельного расхода пара, очевидно, равна частному от деления теплового эквивалента данной единицы работы (1 лсч или 1 квтч) на тепловой эквивалент полезной работы 1 кг пара в цикле – Al [ккал/кг].

Поэтому

$$\begin{aligned} d_0 &= \frac{632}{Al} \text{ кг/лсч} \\ d_0 &= \frac{860}{Al} \text{ кг/квтч.} \end{aligned} \quad (12.2.5)$$

В цикле Ренкина работа 1 кг пара эквивалентна адиабатному теплоперепаду между начальным и конечным давлениями пара в цикле, то есть

$$Al = h_0 [\text{ккал/кг}].$$

Поэтому для цикла Ренкина

$$d_0 = \frac{632}{h_0} \text{ кг/лсч} \quad \text{и} \quad d_0 = \frac{860}{h_0} \text{ кг/квтч} \quad (12.2.6)$$

13 ХОЛОДИЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И ИХ ЦИКЛЫ

13.1 Холодильные установки и их рабочие тела

В ряде отраслей народного хозяйства (пищевая, химическая промышленность и др.) требуется охлаждение материалов производства и выдержка их при пониженной температуре в течение некоторого времени.

Охлаждение тел до температуры окружающего воздуха можно произвести, приводя их в соприкосновение с естественными охладителями, а именно с воздухом или водой из естественных источников.

Охлаждение же тел до более низкой температуры производится с помощью холодильных установок, при работе которых теплота при посредстве рабочего тела отнимается от охлаждаемых тел и передается окружающей среде.

В соответствии со вторым законом термодинамики на приведение в действие холодильной установки затрачивается механическая или иная энергия.

Холодильная установка является обращенным тепловым двигателем. Действительно, в тепловом двигателе за счет теплоты горячего источника получается полезная работа, причем часть теплоты горячего источника передается холодному.

В холодильной же установке затрачивается работа, и теплота от холодного источника передается более горячему.

Такой перенос теплоты осуществляется с помощью рабочего тела, состояние которого изменяется по обратному циклу, в котором все отдельные процессы протекают в обратном направлении по отношению к прямому циклу.

Прямой и обратный циклы представлены на рисунке 13.1.1.

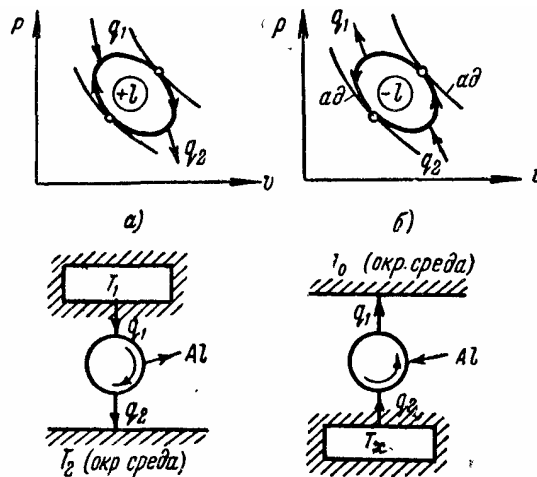


Рис. 13.1.1 Принципиальные схемы теплового двигателя (а) и холодильной машины (б)

Совершенство прямого (силового) цикла оценивается величиной его термического к.п.д.:

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Прямой цикл тем совершеннее, чем больше производится полезной работы Al и чем меньше теплоты q_2 отдается холодному источнику.

Обратный цикл, наоборот, будет тем совершеннее, чем больше теплоты q_2 отнимается от охлаждаемых тел (холодного источника) и чем меньше затрачивается при этом работы.

Поэтому показателем совершенства обратного цикла служит величина отношения:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{Al} = \frac{\text{тепло, отнятое у охлаждаемых тел}}{\text{затраченная работа}},$$

называемого холодильным коэффициентом.

Этот коэффициент показывает, какое количество теплоты отнимается от охлаждаемых тел при затрате одной единицы работы (выраженной в ккал).

Чем больше ε , тем более совершенен обратный цикл.

Между величинами холодильного коэффициента обратного цикла и термическим к.п.д. прямого цикла существует определенное соотношение.

Действительно,

$$\varepsilon = \frac{q_2}{Al} = \frac{q_1 - Al}{Al} = \frac{1}{\eta_t} - 1. \quad (13.1.1)$$

Наиболее совершенным циклом холодильной установки является обратный цикл Карно (рис. 13.1.2). При его осуществлении на перенос теплоты от охлаждаемых тел, имеющих температуру T_x , к окружающей среде с более высокой температурой T_0 затрачивается наименьшее количество работы.

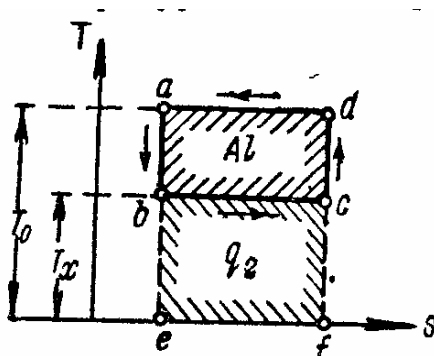


Рис. 13.1.2 Энергетический баланс обратного цикла Карно в Ts -диаграмме

Холодильный коэффициент обратного цикла Карно,

$$\varepsilon = \frac{q_2}{Al} = \frac{\text{пл.}ebcf}{\text{пл.}abcd} = \frac{T_x}{T_0 - T_x},$$

имеет наибольшую величину по сравнению со всеми другими обратными циклами, протекающими в пределах тех же температур.

Идеальные циклы действительных холодильных установок несколько отличаются от цикла Карно и имеют меньшие значения ε .

В качестве рабочих тел в холодильных установках используются как газы, так и пары. Газовые холодильные установки в силу ряда практических недостатков в настоящее время почти не применяются, паровые же установки получили широкое распространение. В качестве рабочих тел в них используются пары жидкостей, кипящих при низких температурах, таких, как аммиак NH_3 , фреоны и др.

13.2 Компрессионная холодильная установка и ее цикл

Наиболее распространенными установками для охлаждения тел до температур от 0 до -15°C являются аммиачные. Эти установки наиболее компактны и просты в эксплуатации.

Схема холодильной компрессионной установки, работающей парами аммиака (NH_3), представлена на рисунке 13.2.1.

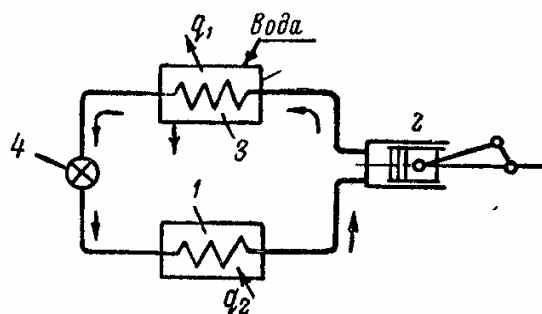


Рис. 13.2.1 Схема паровой компрессионной установки:
1 – испаритель (рефрижератор); 2 – компрессор; 3 – конденсатор;
4 – регулирующий вентиль

Основными элементами установки являются: испаритель или рефрижератор (1), компрессор (2), конденсатор (3) и регулирующий (дроссельный) вентиль (4).

Змеевки испарителя размещаются в помещении, в котором требуется поддерживать пониженную температуру.

В испаритель поступает в качестве охладителя жидкий аммиак, имеющий давление p_1 , при котором его температура испарения (насыщения) t_n на несколько градусов ниже требуемой температуры охлаждения в помещении.

Отнимая теплоту от тел, аммиак испаряется, и образующиеся пары отсасываются компрессором.

В компрессоре пары аммиака сжимаются до давления $p_2 = 9 \div 12 \text{ ата}$, при котором они могут быть сконденсированы в конденсаторе при охлаждении водой из природного источника, имеющей обычно температуру $10\text{-}20^{\circ}\text{C}$.

Из конденсатора жидкий аммиак направляется обратно в испаритель через дроссельный вентиль, в котором его давление снижается от p_2 до p_1 .

При дросселировании жидкий аммиак частично испаряется и его температура понижается от t_0 до t_x .

Холодная парожидкостная смесь со степенью сухости $x \approx 0,05$ поступает в испаритель, где за счет отнятия теплоты у охлаждаемых тел жидкий аммиак испаряется, образовавшиеся пары отсасываются компрессором и весь цикл вновь повторяется.

Затрачиваемая в компрессионной холодильной установке работа равна работе компрессора. Количество же теплоты, отнятой у охлаждаемых тел, равно теплоте испарения жидкого аммиака, поступившего в испаритель.

Если степень сухости парожидкостной смеси аммиака на входе в испаритель и на выходе из него обозначить соответственно через x_0 и x_1 , то количество отнятого тепла q_2 на 1 кг аммиака:

$$q_2 = r(x_1 - x_0) \text{ ккал/кг},$$

а так как испарение аммиака происходит при неизменном давлении, то одновременно

$$q_2 = i_1 - i_0,$$

где i_0 и i_1 – энтальпия аммиака на входе в испаритель и на выходе из него.

Цикл аммиачной компрессионной установки, работающей так называемым «сухим» процессом, представлен на рисунке 13.2.2 в $p-v$ - и Ts -диаграммах.

Цикл совершается в пределах температур $t_x = -10$ и $t_0 = +20^\circ\text{C}$ и соответственно в пределах давлений 3 и 9 *ата*.

Точка 3 – начальное состояние рабочего тела, сжиженный аммиак на выходе из конденсатора при $p_2 = 9 \text{ ата}$ и $t_2 = +20^\circ\text{C}$.

Линия 3-0 – условное изображение процесса дросселирования NH_3 в регулирующем вентиле. В результате дросселирования получается очень влажный пар ($x_0 = 0,05$) при $t_x = -10^\circ\text{C}$.

Линия 0-1 – процесс испарения жидкого NH_3 в испарителе при $p_1 = \text{const}$. На выходе из испарителя получается сухой насыщенный пар NH_3 («сухой» процесс), который и поступает в компрессор.

Линия 1-2 – адиабатное сжатие пара NH_3 в компрессоре.

Линия 2-3 – процесс конденсации паров NH_3 в конденсаторе при $p_2 = \text{const}$ и возвращение аммиака в начальное состояние.

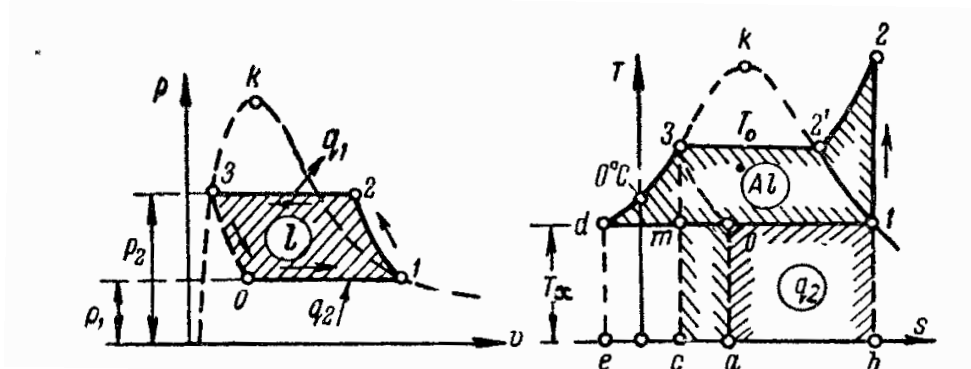


Рис. 13.2.2 Pv - и Ts - диаграммы цикла холодильной компрессионной установки

Энергетический баланс цикла наглядно представлен на Ts - диаграмме.

Количество теплоты, отнимаемое 1 кг аммиака от охлаждаемых тел

$$q_2 = \text{пл.}a01b.$$

Количество теплоты, переданное охлаждающей воде в конденсаторе:

$$q_1 = \text{пл.}c32b.$$

Работа, затраченная на совершение цикла:

$$Al = q_1 - q_2 = \text{пл.}c3210a$$

или

$$Al = \text{пл.}d321d.$$

Равенство площадок $c3210a$ и $d321d$ следует из условия равенства энтальпий аммиака до и после дросселирования, то есть в точках 3 и 0.

Если за начало отсчетов энтальпий принять точку d , то в Ts - диаграмме

$$i_1 = \text{пл.}ed3c \text{ И } i_0 = \text{пл.}ed0a.$$

Так как $i_1 = i_0$, то

$$\text{пл.}ed3c = \text{пл.}ed0a.$$

и при этом условии

$$\text{пл.}c3210a = \text{пл.}d321d.$$

14 ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

14.1 Абсолютная и относительная влажность воздуха

Влажным воздухом называется смесь сухого воздуха с водяным паром. Такой воздух является рабочим телом сушил, градирен и т. п.

Давление пара во влажном воздухе, обычно не превышает $0,1 \text{ ата}$, и при столь малом давлении он по свойствам близок к идеальным газам.

Поэтому с достаточной точностью влажный воздух может рассматриваться как смесь двух идеальных газов: сухого воздуха (кажущийся молекулярный вес $\mu_s=28,95$) и водяного пара (молекулярный вес $\mu_n=18$).

Согласно закону Дальтона, общее давление смеси равно сумме парциальных давлений отдельных газов, входящих в ее состав. Поэтому давление влажного воздуха, измеряемое барометром,

$$p = p_s + p_n, \quad (14.1.1)$$

где p_s – парциальное давление сухого воздуха (называемого в дальнейшем просто воздухом);

p_n – парциальное давление водяного пара (называемого в дальнейшем просто паром).

При данной температуре t наибольшим возможным давлением пара p_n является давление его насыщения p_n , величина которого приведена для примера в таблице 14.1.1.

Таблица 14.1.1

Насыщенный водяной пар при небольших температурах

$t, ^\circ\text{C} \dots\dots\dots$	-20	-10	0	+10	+20	+30	+40	+60
$p_n, \text{кг/м}^2 \dots\dots\dots$	13	17	62	125	238	433	752	2031

Влажный воздух, в котором давление водяного пара p_n равно давлению его насыщения p_n при данной температуре, называется

насыщенным влагой или, кратко, насыщенным. Он представляет смесь воздуха с сухим насыщенным паром, и количество пара в каждом кубическом метре такого воздуха равно удельному весу сухого насыщенного пара γ'' [кг/м³].

Если парциальное давление пара в воздухе меньше давления его насыщения при данной температуре, то есть если $p_n < p_{нв}$ то воздух называется не насыщенным влагой или просто ненасыщенным. Пар в таком воздухе по своему состоянию будет перегретым, и количество его в 1 м³ воздуха равно удельному весу γ_n перегретого пара при давлении p_n и температуре t .

Весовое количество пара в 1 м³ влажного воздуха называется его абсолютной влажностью. По определению абсолютная влажность воздуха есть не что иное, как удельный вес пара в воздухе, в силу чего она обозначается через γ_n и измеряется в кг\м³ или в г\м³.

Для воздуха, насыщенного влагой, при данной t :

$$\gamma_n = \gamma''$$

Для воздуха, не насыщенного влагой,

$$\gamma_n < \gamma''$$

Отношение

$$\varphi = \frac{\gamma_n}{\gamma''} \tag{14.1.1}$$

называется степенью насыщения воздуха влагой или его относительной влажностью (φ есть отношение действительной абсолютной влажности воздуха и абсолютной влажности воздуха, насыщенного влагой при той же температуре).

Относительная влажность воздуха может изменяться в пределах от нуля до единицы.

Удельный вес пара малого давления как насыщенного, так и перегретого, с достаточной точностью может быть определен из уравнения состояния для идеальных газов, согласно которому $p\nu = RT$ или $p = \gamma RT$. Поэтому для перегретого и насыщенного пара во влажном воздухе будем иметь:

$$\gamma_n = \frac{P_n}{R_n T}$$

и

$$\gamma'' = \frac{P_n}{R_n T}$$

Подставляя эти значения γ_n и γ'' в уравнение (14.1.2), найдем:

$$\varphi = \frac{P_n}{P_n}, \quad (14.1.3)$$

то есть относительная влажность воздуха численно равна отношению парциального давления водяного пара в нем к давлению насыщения пара при той же температуре.

Охлаждая не насыщенный влагой воздух ($\varphi < 1$) при постоянном давлении, его можно довести до состояния насыщения влагой ($\varphi = 1$). Это произойдет в тот момент, когда температура воздуха станет равна температуре насыщения пара при данном парциальном давлении его в воздухе (при охлаждении воздуха при постоянном давлении парциальное давление пара в нем остается также неизменным). При дальнейшем охлаждении воздух станет уже пересыщенным влагой и последняя начнет выделяться из него в виде тумана или росы. Поэтому температура, при которой воздух становится насыщенным влагой, называется точкой росы и обозначается через t_p .

Точка росы воздуха может быть определена непосредственно с помощью гигрометра. Зная точку росы (t_r) и температуру (t) воздуха, можно с помощью таблицы насыщенного пара определить соответствующие им давления P_n и p_n и вычислить относительную влажность воздуха:

$$\varphi = \frac{P_n}{P_n}$$

так как парциальное давление P_n пара в воздухе равно давлению насыщения, соответствующему точке росы.

Более точно и быстро относительная влажность воздуха может быть определена с помощью психрометра по показаниям двух термометров: сухого и влажного. Сухим называется обычный термометр, а

влажным – термометр, шарик которого обернут влажной марлей. Влажный термометр, помещенный в не насыщенный влагой воздух, показывает меньшую температуру, чем сухой, так как испаряющаяся влага отнимает теплоту от шарика термометра.

По показаниям сухого и влажного термометра возможно определить относительную влажность φ воздуха или расчетным путем, или с помощью психрометрической диаграммы, приведенной на рисунке 14.1.1.

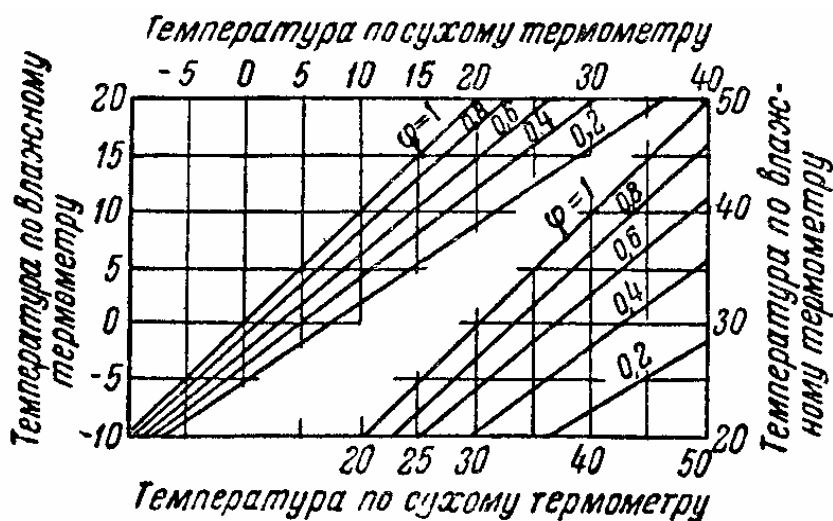


Рис. 14.1.1 Психрометрическая диаграмма для определения относительной влажности воздуха по показаниям сухого и влажного термометров

Имея значение относительной влажности воздуха и его температуры, можно с помощью таблицы насыщенного пара определить парциальное давление пара в воздухе и точку росы воздуха.

14.2 Молекулярный вес и газовая постоянная влажного воздуха

Молекулярный вес влажного воздуха. Согласно определению парциального давления и парциального объема газа для сухого воздуха во влажном будем иметь:

$$p_g V = p V_g = G_g RT, \quad (14.2.1)$$

где p_g и V_g – парциальное давление и парциальный объем сухого воздуха;

p и V – давление и объем влажного воздуха.

Из соотношения (14.2.1) следует, что объемная доля сухого воздуха во влажном будет:

$$r_g = \frac{V_g}{V} = \frac{p_g}{p}.$$

Точно так же объемная доля пара во влажном воздухе

$$r_n = \frac{p_n}{p}.$$

Кажущийся молекулярный вес влажного воздуха определится из соотношения:

$$\mu = \mu_g r_g + \mu_n r_n$$

После подстановки в это уравнение значений для молекулярных весов и объемных долей сухого воздуха и водяного пара найдем:

$$\mu = 28,95 \frac{p_g}{p} + 18 \frac{p_n}{p} = 28,95 \frac{p - p_n}{p} + 18 \frac{p_n}{p} = 28,95 - 10,95 \frac{p_n}{p}, \quad (14.2.2)$$

то есть кажущийся молекулярный вес влажного воздуха всегда меньше молекулярного веса сухого воздуха и, следовательно, влажный воздух всегда легче сухого.

Газовая постоянная влажного воздуха. По общему правилу

$$R = \frac{848}{\mu}$$

В соответствии с этим для влажного воздуха, с учетом уравнения (14.2.2), найдем:

$$R = \frac{848}{28,95 - 10,95 \frac{p_n}{p}}. \quad (14.2.3)$$

14.3 Влагосодержание и энтальпия влажного воздуха

Влагосодержание. При прохождении влажного воздуха через сушильные устройства, градирни и прочее изменяются его объем, температура, относительная влажность и другие параметры, но количество сухого воздуха в нем остается неизменным.

Поэтому при расчетах сушил и прочего содержание влаги в воздухе, равно как и другие его параметры, удобнее относить к единице количества сухого воздуха.

Отношение веса пара G_n во влажном воздухе к весу сухого воздуха G_e в нем

$$d = \frac{G_n}{G_e} [\text{кг} / \text{кг}]$$

называется влагосодержанием воздуха и измеряется в $\text{кг} / \text{кг}$ или в $\text{г} / \text{кг}$.

Величина d показывает, какое количество пара приходится на 1 кг сухого воздуха во влажном, или, другими словами, сколько пара содержится в $(1+d)$ кг влажного воздуха.

Между величиной влагосодержания воздуха и его относительной влажностью существует простое соотношение. Влагосодержание воздуха равно:

$$d = \frac{G_n}{G_e} = \frac{\gamma_n V}{\gamma_e V} = \frac{\gamma_n}{\gamma_e}. \quad (14.3.1)$$

Подставляя в это уравнение значения γ_n и γ_e

$$\gamma_n = \frac{p_n}{p_n T} \quad \text{и} \quad \gamma_e = \frac{p_e}{R_e T}$$

и учитывая, что

$$R_e = 29,3 \text{ кГм} / \text{кг} \cdot \text{град} \quad \text{и} \quad R_n = \frac{848}{18} = 47,1 \text{ кГм} / \text{кг} \cdot \text{град},$$

получим:

$$d = \frac{p_n R_e}{R_n p_e} = \frac{29,3}{47,1} \cdot \frac{p_n}{p_e} = 0,622 \frac{\varphi p_n}{p - \varphi p_n} \text{ кг} / \text{кг}. \quad (14.3.2)$$

Энтальпия $(1+d)$ кг влажного воздуха. Энтальпию влажного воздуха также удобнее относить к 1 кг сухого воздуха или, что то же, к $(1+d)$ кг влажного воздуха. Энтальпия $(1+d)$ кг влажного воздуха равна:

$$I = i_g + di_n, \quad (14.3.3)$$

где i_g и i_n – энтальпии 1 кг воздуха и 1 кг пара.

Если отсчет энтальпии вести от 0°C и принять для воздуха $c_p = 0,24$ ккал/кг град, то $i_g = 0,24t$ [ккал/кг].

Энтальпия же пара малого давления с достаточной точностью может быть выражена эмпирической формулой:

$$i_n = 595 + 0,46t \text{ [ккал/кг]}.$$

Подставляя значения i_g и i_n в уравнение (14.3.3), получим:

$$I = 0,24t + (595 + 0,46t)d. \quad (14.3.4)$$

14.4 *Id*- диаграмма для влажного воздуха

При расчетах рабочего процесса сушил, градирен и прочего необходимо знать, какое количество влаги может поглотить 1 кг сухого воздуха, сколько тепла надо сообщить воздуху и пр.

Такие расчеты можно быстро выполнить с помощью специальных диаграмм, предложенных различными авторами. Лучшей из них является так называемая *Id*-диаграмма, предложенная в 1918 г. профессором Л. К. Рамзиным.

На этой диаграмме по оси ординат откладываются величины энтальпии $(1 + d)$ кг влажного воздуха, а по оси абсцисс – влагосодержания.

Для более удобного расположения различных линий на диаграмме координатные оси ее располагаются не под прямым углом, а под тупым, равным 135° , причем ось ординат располагается вертикально.

Вследствие того, что часть диаграммы, расположенная под горизонталью, проведенной через начало координат, при расчетах не

используется, деления оси абсцисс сносят на вспомогательную горизонтальную ось, где и отсчитываются величины влагосодержания.

Схема $I-d$ -диаграммы представлена на рисунке 14.4.1.

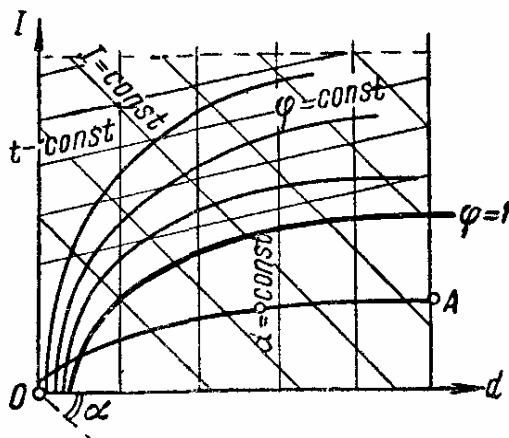


Рис. 14.4.1 $I-d$ -диаграмма для влажного воздуха

Для удобства отсчетов энтальпий и влагосодержаний на диаграмму нанесены:

а) линии постоянных энтальпий ($I = \text{const}$) – это прямые, параллельные основной оси абсцисс, наклоненной к оси ординат под углом 45° ;

б) линии постоянных влагосодержаний ($d = \text{const}$) – это прямые, параллельные оси ординат, то есть вертикали.

Затем на диаграмму наносятся по точкам изотермы ($t = \text{const}$) и линии относительной влажности воздуха ($\varphi = \text{const}$).

Координаты I и d точек, принадлежащих какой-либо изотерме, связаны уравнением:

$$I = 0,24t + (495 + 0,46t)d = a + bd.$$

Так как коэффициенты a и b для каждой температуры имеют постоянные значения, то изотермы изображаются прямыми линиями, слабо наклоненными к горизонту.

Энтальпии воздуха в двух точках изотермы вычисляют, задаваясь значениями d , и затем полученные точки соединяют прямой.

Для построения линий $\varphi = \text{const}$ на каждой изотерме находят точки, соответствующие различным φ . По таблицам насыщенного пара

находят для данной изотермы значение p_n и затем вычисляют значения влагосодержания d воздуха, соответствующие различным φ по уравнению:

$$d = 0,622 \frac{\varphi p_n}{p - \varphi p_n},$$

где p принимают обычно равным 745 мм рт. ст. (10 130 кГ/м²). Соединяя точки изотерм с одинаковыми значениями φ , получают линии $\varphi = \text{const}$. Они имеют вид выпуклых кверху кривых, веерообразно расходящихся почти из начала координат.

Кривая $\varphi=1$ есть кривая состояний воздуха, насыщенного влагой.

Диаграмма строится для барометрического давления $p=745$ мм рт. ст., но с достаточной точностью может быть использована и для других давлений, близких к указанному.

В области диаграммы, лежащей ниже кривой $\varphi=1$, наносится также линия $p_n = f(d)$, позволяющая определить p_n по величине d . Эта линия строится по уравнению:

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n}$$

и по виду близка к наклонной прямой, проходящей через начало координат (линия ОА на рис. 14.4.1).

$I-d$ -диаграмма позволяет по двум параметрам влажного воздуха (обычно по t и φ) определить для него значения I и d , а по величине d значение p_n .

Способ определения этих величин для состояния воздуха, изображаемого точкой A на диаграмме, ясен из рисунке 14.4.2.

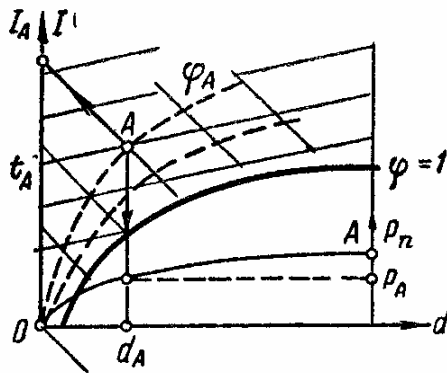


Рис. 14.4.2 Определение параметров влажного воздуха по Id -диаграмме

По Id -диаграмме для каждого состояния влажного воздуха можно определить точку росы, то есть температуру, при которой воздух, имеющий данную величину d , станет насыщенным влагой. Для этого из точки, характеризующей состояние воздуха (точка A на рис. 14.4.2), надо провести вертикаль (линию $d = \text{const}$) до пересечения с линией $\varphi = 1$. Изотерма, проходящая через полученную точку пересечения, определит искомую точку росы воздуха.

Использование Id -диаграммы для расчета сушильной установки уясняется из рассмотрения рабочего процесса последней. Схема сушильной установки дана на рисунке 14.4.3.

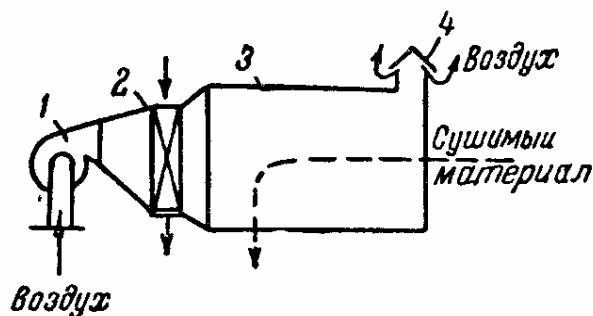


Рис. 14.4.3 Схема простейшей сушильной установки:
1 – вентилятор; 2 – калорифер; 3 – сушильная камера

Основными элементами установки являются: вентилятор (1), калорифер (2) и сушильная камера (3).

Атмосферный воздух с параметрами p_1 и φ (точка A на Id -диаграмме, рис. 14.4.4) вентилятором подается в калорифер, в котором он нагревается при постоянном давлении до температуры t_2 .

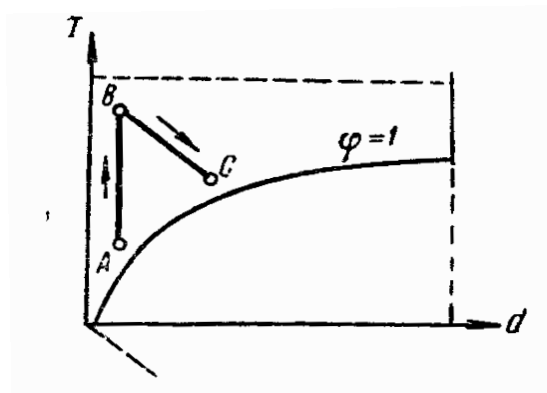


Рис. 14.4.4 Рабочий процесс сушильной установки в Id -диаграмме

Нагревание воздуха совершается при неизменном влагосодержании ($d = \text{const}$), и на Id -диаграмме этот процесс изображается вертикалью AB .

Из калорифера подогретый воздух поступает в сушильную камеру, где он соприкасается с высушиваемым материалом и между ними происходит влагообмен. За счет теплоты воздуха влага материала испаряется, и образовавшийся пар примешивается к воздуху, повышая его влагосодержание.

Отработавший воздух выводится из сушильной камеры через вытяжную трубу 4.

В процессе влагообмена между воздухом и высушиваемым материалом тепло, отданное воздухом материалу, возвращается в виде теплоты, содержащейся в испаренной влаге. Поэтому процесс насыщения воздуха влагой в камере происходит при неизменной энтальпии ($I = \text{const}$) и изображается на Id -диаграмме отрезком BC на линии $I = \text{const}$.

Процесс насыщения воздуха влагой целесообразно вести только до состояния его полного насыщения ($\varphi = 1$). При дальнейшем охлаждении воздух окажется пересыщенным влагой, и она будет выпадать из него в виде росы на материале.

Таким образом, процесс изменения состояния воздуха в сушилке на Id -диаграмме изобразится ломаной линией ABC , причем отрезок AB соответствует процессу нагрева воздуха в калорифере, а отрезок BC – процессу насыщения его влагой в сушильной камере.

Количество тепла q , сообщенное воздуху в калорифере, равно разности энтальпий воздуха в точках A и B :

$$q = I_B - I_A \text{ [ккал/кг сухого воздуха]}$$

Количество же влаги w , поглощенной воздухом в сушильной камере, равно увеличению его влагосодержания, то есть

$$w = d_c - d_e \text{ [ккал/кг сухого воздуха]}.$$

Необходимые для определения q и w энтальпии и влагосодержания воздуха определяются по Id -диаграмме.

15 ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ТЕПЛООБМЕНА

15.1 Общие сведения

Теплопередачей или теплообменом называется переход тепла от одного тела к другому (или от одной части тела к другой), обусловленный неравенством их температур.

При наличии разности температур между телами, в соответствии со вторым законом термодинамики, тепло само собой переходит от тел с более высокой температурой к телам менее нагретым.

Такой естественный теплообмен между телами широко используется в технике для нагревания и охлаждения различных тел, испарения жидкостей, конденсации паров и пр.

Р. Э. Ленц установил соотношение между коэффициентами тепло- и электропроводности тел. Большое значение для развития теории теплопередачи имела научная и педагогическая деятельность А. Г. Столетова и А. А. Радцига.

15.2 Виды передачи тепла

Различают три вида передачи тепла:

- 1) теплопроводность;
- 2) теплообмен соприкосновением, или конвективный;
- 3) лучистый теплообмен.

Явление теплопроводности можно представить как последовательный переход тепла от нагретых молекул к соседним, менее нагретым. Именно таким образом совершается распространение тепла в твердом теле и теплообмен между двумя твердыми телами при плотном прилегании их поверхностей.

В подвижной среде, например в жидкости или газе, распространение тепла теплопроводностью обычно сочетается с явлением кон-

векции теплоты, то есть переноса ее более нагретыми струями жидкости.

Такие конвекционные струи или токи возникают в подвижной среде потому, что различно нагретые части ее приобретают различную плотность. При этом нагретые, а значит, и более легкие части жидкости или газа перемещаются вверх, а на их место приходят более холодные. Возникновение и движение конвекционных токов можно наблюдать, например, в жидкости при нагревании ее снизу.

Конвекция теплоты струйками жидкости неизбежно сопровождается теплообменом теплопроводностью на границах соприкосновения струек с частицами жидкости или твердого тела, имеющих иную температуру.

Такая передача теплоты в подвижной среде конвекцией в сочетании с теплопроводностью называется конвективной.

Частным случаем конвективного теплообмена является теплообмен соприкосновением между жидкостью и твердым телом, имеющий большое теоретическое и практическое значение.

Под теплообменом излучением или лучистым теплообменом понимается процесс передачи тепла от одного тела другому в форме энергии электромагнитных колебаний, называемой сокращенно «лучистой» энергией.

При этом часть внутренней (тепловой) энергии тела превращается в лучистую, которая распространяется в окружающей среде со скоростью света и, встречая другое тело, частично поглощается им и снова превращается в теплоту.

Такая двукратная трансформация энергии из одного аида в другой является характерной особенностью лучистого теплообмена. Примерами его могут служить: теплообмен между факелом пламени и стенками топки, между солнцем и землей и др.

В действительности теплообмен между телами чаще всего бывает сложным и совершается всеми тремя способами одновременно, причем может иметь место самое разнообразное их сочетание.

Примером сложного теплообмена может служить теплообмен между топочными газами и водой в паровом котле через разделяющую их металлическую стенку котла.

Тепло газов передается металлической стенке излучением и соприкосновением, далее через стенку тепло передается теплопроводностью, и, наконец, от стенки котла воде оно передается соприкосновением.

Законы сложного теплообмена могут быть установлены на основе закономерностей трех основных видов теплообмена, указанных выше и являющихся отдельными звеньями сложного теплообмена.

Теплообмен между телами может протекать в условиях стационарного (установившегося) или нестационарного (неустановившегося) теплового режима.

При стационарном тепловом режиме температуры во всех точках рассматриваемой системы остаются неизменными во времени. В условиях такого режима, имеющего большое значение для технической практики, и будут рассмотрены в дальнейшем явления теплообмена.

16 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

16.1 Общие понятия. Основной закон теплопроводности

(закон Фурье)

Явление теплопроводности в чистом виде имеет место в твердых телах. Если на концах, например металлического стержня, поддерживать различную температуру, нагревая один из них и охлаждая другой, то тепло от более нагретого конца будет передаваться через вещество стержня к более холодному концу, последовательно переходя от более нагретых частиц тела к менее нагретым.

Наличие некоторой разности температур между частицами тела является необходимым условием теплообмена между ними. Поэтому при распространении теплоты в веществе твердого тела будут иметься точки с различной температурой.

Точки тела с одинаковой температурой в своей совокупности образуют поверхность, называемую изотермической. Таких поверхностей в теле возможно провести столько же, сколько имеется точек с различной температурой.

Если изотермические поверхности провести через определенные интервалы температур (например, через градус), их взаимное расположение будет наглядно характеризовать распределение температур в теле и интенсивность изменения температуры по тому или иному направлению.

Как показал опыт, теплота распространяется в теле по направлению нормалей (перпендикуляров) к изотермическим поверхностям в сторону уменьшения температуры.

Обозначим разность температур между двумя соседними изотермическими поверхностями через Δt (рис. 16.1.1), а расстояние между ними, измеренное по нормали, через Δn .

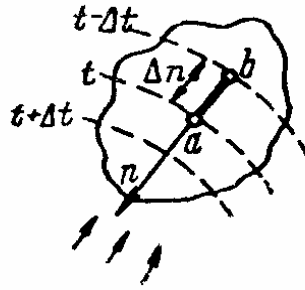


Рис. 16.1.1 К определению градиента температуры

Отношение $\frac{\Delta t}{\Delta n}$ показывает, насколько изменяется температура на единицу длины нормали и характеризует интенсивность изменения температуры по направлению нормали.

Если нормаль направлена в сторону возрастания температуры, то величина этого отношения, определенная для бесконечно тонкого слоя вещества, называется градиентом температуры и обозначается $\text{grad } t$:

$$\text{grad } t = \lim_{\Delta n \rightarrow \infty} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{dt}{dn}$$

При направлении нормали в сторону уменьшения температуры, то есть в сторону движения потока тепла, (величина аналогичного отношения называется падением температуры и обозначается $-\text{grad } t$).

В технической системе мер за единицу длины принимается метр и соответственно градиент и падение температуры получают размерность $\text{град}/\text{м}$.

Опытом установлено, что количество теплоты, проходящее через бесконечно тонкий слой вещества, пропорционально падению температуры в нем ($\text{grad } t$), поверхности слоя F [м^2] и времени τ (час):

$$Q = \lambda(-\text{grad } t)F\tau[\text{ккал}], \quad (16.1.1)$$

где λ – коэффициент пропорциональности.

Это положение называется основным законом теплопроводности или законом Фурье.

Коэффициент пропорциональности λ в выражении закона Фурье зависит от природы вещества слоя и называется коэффициентом теплопроводности данного тела.

Из уравнения (16.1.1) видно, что λ имеет размерность

$$\left[\frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град} / \text{м}} \right] = \left[\frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{час} \cdot \text{град}} \right]$$

и представляет количество тепла, проходящее через 1 м^2 поверхности стенки толщиной в 1 м в течение одного часа, при разности температур на поверхностях стенки в один градус.

Величина λ определяется опытным путем и имеет различные значения для различных тел. Чем больше величина λ , тем лучшим проводником тепла является тело. Как показали опыты, величина λ зависит от природы вещества тела, его структуры и изменяется с изменением температуры.

При увеличении температуры коэффициент теплопроводности уменьшается для металлов и возрастает для остальных материалов, жидкостей и газов.

В технических расчетах значение λ принимается обычно постоянным, равным его среднему значению в заданных пределах температур.

Хорошими проводниками тепла являются металлы, для которых $\lambda = 350\text{-}40 \text{ ккал/м час град}$.

Наоборот, весьма плохую теплопроводностью обладает сухой неподвижный воздух, для которого $\lambda = 0,02 \text{ ккал/м час град}$.

Плохо проводят тепло также легкие пористые материалы: пробка, войлок, асбест и ряд других. Такие материалы характеризуются значением $\lambda < 0,2 \text{ ккал/м час град}$ и называются теплоизоляторами.

Низкая теплопроводность их объясняется наличием большого количества мелких пор, заполненных неподвижным воздухом.

Графики изменения λ с изменением температуры для некоторых веществ приведены на рисунке 16.1.2.

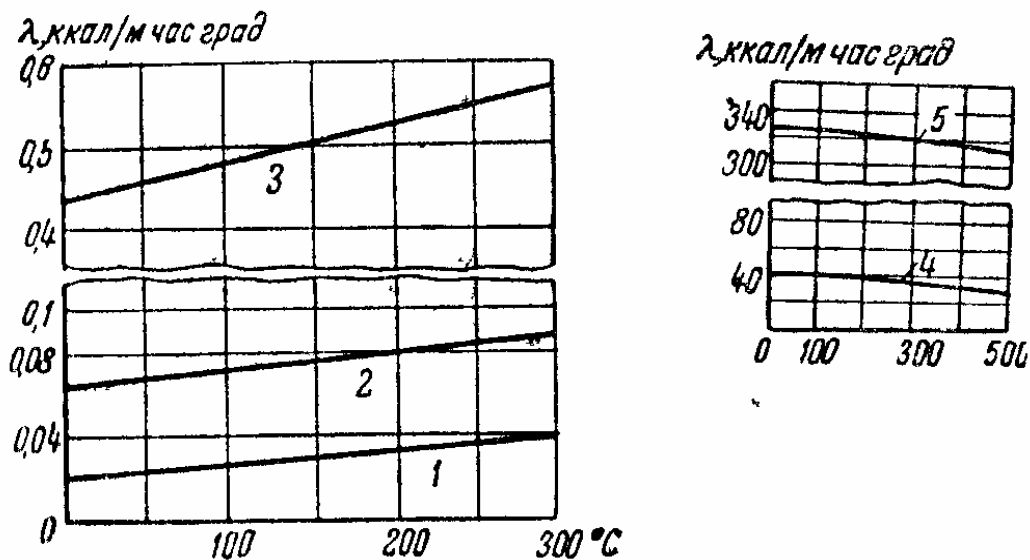


Рис. 16.1.2 Коэффициенты теплопроводности различных тел

Тепловой поток, проходящий через тело, удобно относить к единице изотермической поверхности и к единице времени. Количество тепла, проходящее через 1 м^2 изотермической поверхности в течение 1 часа, называется удельным тепловым потоком и обозначается через q :

$$q = \frac{Q}{F\tau} = -\lambda \text{grad } t [\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{град}], \quad (16.1.2)$$

то есть удельный тепловой поток пропорционален градиенту температуры на данной изотермической поверхности (закон Фурье).

Между величинами общего и удельного тепловых потоков существует очевидная зависимость:

$$Q = qF\tau \quad (16.1.3)$$

16.2 Теплопроводность плоской стенки

1. *Однослойная стенка.* Рассмотрим распространение тепла через плоскую стенку (рис. 16.2.1) толщиной $\delta[\text{м}]$ из однородного материала с коэффициентом теплопроводности λ .

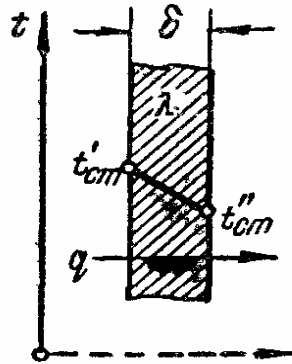


Рис. 16.2.1 Теплопроводность однослойной плоской стенки

Одна поверхность стенки имеет температуру t_{cm}' , а другая t_{cm}'' , причем $t_{cm}' > t_{cm}''$.

Тепло распространяется через стенку по направлению нормали к ее поверхности в сторону уменьшения температуры.

Количество тепла, проходящее через стенку в течение одного часа, обозначим через Q . Допустим, что стенка состоит из бесконечно тонких слоев, параллельных ее боковым поверхностям. По закону Фурье тепловой поток, последовательно проходящий через эти слои, равен:

$$Q = \lambda(-grad\ t)F[\text{ккал/час}], \quad (16.2.1)$$

а падение температуры

$$-grad\ t = \frac{Q}{\lambda F}.$$

Так как величины Q и F одинаковы для всех слоев стенки, а величина λ постоянна для всех слоев, то падение температуры во всех слоях будет одинаково. Следовательно, температура будет равномерно понижаться по всей толщине стенки и график ее изменения примет вид прямой линии (рис. 16.2.1).

В этом случае величина падения температуры определится из соотношения:

$$-grad\ t = \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{t_{cm}' - t_{cm}''}{\delta} \quad (16.2.2)$$

Подставляя найденное значение ($^{\circ}grad\ t$) в уравнение (16.2.1), получим:

$$Q = \lambda \frac{t'_{cm} - t''_{cm}}{\delta} F [\text{ккал/час}], \quad (16.2.3)$$

то есть часовое количество тепла, проходящее через плоскую стенку, прямо пропорционально величине поверхности стенки, разности температур на ее поверхностях и обратно пропорционально толщине стенки.

Величина удельного теплового потока через стенку:

$$q = \frac{Q}{F} = \lambda \frac{t'_{cm} - t''_{cm}}{\delta} = \lambda \frac{\Delta t}{\delta} [\text{ккал/м}^2 \text{ час}], \quad (16.2.4)$$

где Δt обозначает разность температур на поверхностях стенки.

Уравнение (18-7) может быть переписано в виде:

$$q = \frac{\Delta t}{\delta / \lambda} = \frac{\Delta t}{R_{cm}}, \quad (16.2.5)$$

где величина $R_{cm} = \frac{\delta}{\lambda}$ называется термическим (или тепловым) сопротивлением стенки.

Понятие термического сопротивления в явлениях теплопередачи аналогично понятию электрического сопротивления при движении электрических зарядов.

Действительно, из уравнения (16.2.5) видно, что удельный тепловой поток через стенку равен разности температур на ее поверхностях, деленной на термическое сопротивление R_{cm} .

Подобно этому, по закону Ома сила электрического тока в проводнике равна разности потенциалов на его концах, деленной на электрическое сопротивление.

2. *Многослойная стенка.* Явление теплопроводности через плоские стенки, состоящие из нескольких слоев различного материала, имеет большое значение, так как такие стенки имеют широкое применение на практике. Примером многослойной стенки может служить деревянная стена здания, оштукатуренная с двух сторон, железная стенка бака, покрытая слоем изоляции, и др.

Плоская стенка, состоящая из трех слоев различной толщины и теплопроводности, представлена на рисунке 16.2.2. Слои стенки обозначены номерами 1, 2 и 3 и соответствующими индексами отмечены толщины (δ_1 , δ_2 и δ_3), коэффициенты теплопроводности материала этих слоев (λ_1 , λ_2 и λ_3) и их термические сопротивления ($R_1 = \frac{\delta_1}{\lambda_1}$, $R_2 = \frac{\delta_2}{\lambda_2}$, $R_3 = \frac{\delta_3}{\lambda_3}$).

Температуры на ограничивающих стенку поверхностях обозначены t'_{cm} и t''_{cm} , причем $t'_{cm} > t''_{cm}$.

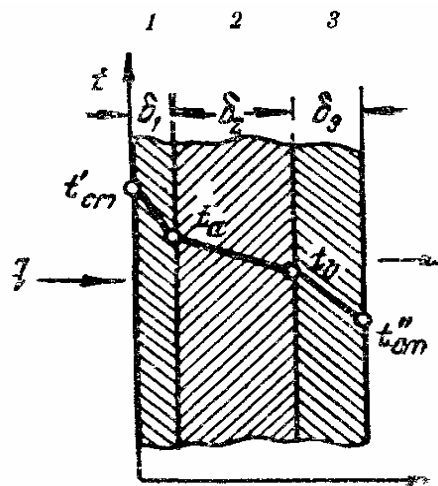


Рис. 16.2.2 Теплопроводность многослойной плоской стенки

а) График изменения температуры по толщине стенки. По толщине каждого слоя температура будет изменяться по закону прямой линии, наклон которой определится толщиной слоя и теплопроводностью его материала.

В целом же график изменения температуры по толщине многослойной стенки примет вид ломаной прямой линии с точками перелома на границах раздела слоев.

б) Величина удельного теплового потока через многослойную стенку. Тепловой поток через многослойную стенку последовательно проходит через все слои, преодолевая их термические сопротивления. При этом на границах раздела слоев установятся определенные тем-

пературы t_a и t_b . Разность температур на поверхностях каждого слоя может быть определена из соотношения $\Delta t_{cl} = qR_{cl}$.

Соответственно для трехслойной стенки будем иметь:

$$t'_{cm} - t_a = qR_1; \quad (16.2.6)$$

$$t_a - t_b = qR_2; \quad (16.2.7)$$

$$t_b - t''_{cm} = qR_3. \quad (16.2.8)$$

Сложив почленно эти уравнения, получим:

$$t'_{cm} - t''_{cm} = q(R_1 + R_2 + R_3). \quad (16.2.9)$$

Отсюда величина удельного теплового потока

$$q = \frac{t'_{cm} - t''_{cm}}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{t'_{cm} - t''_{cm}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} = \frac{\Delta t_{cm}}{\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}}, \quad (16.2.10)$$

где $\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} = R_{cm}$ называется общим термическим сопротивлением стенки и равно сумме термических сопротивлений ее отдельных слоев.

Таким образом, при последовательном прохождении теплового потока через несколько термических сопротивлений последние суммируются. Это положение аналогично суммированию электрических сопротивлений при их последовательном включении.

в) Температуры на границах разделов слоев стенки.

Температуры t_a и t_b , которые установятся на границах раздела слоев трехслойной стенки при прохождении через нее теплового потока q , можно выразить как через t'_{cm} , так и через t''_{cm} .

Из уравнений (16.2.6) и (16.2.7) имеем:

$$t_a = t'_{cm} - qR_1; t_b = t'_{cm} - q(R_1 + R_2). \quad (16.2.11)$$

Из уравнений же (16.2.7) и (16.2.8) получим:

$$t_b = t''_{cm} + qR_3; t_a = t''_{cm} + q(R_3 + R_2). \quad (16.2.12)$$

Уравнения (16.2.11) и (16.2.12) выражают два общих для всех случаев теплопередачи правила:

– температура последующей изотермической поверхности равна температуре предыдущей изотермической поверхности минус

произведение из удельного теплового потока на термическое сопротивление между поверхностями или

– температура предыдущей изотермической поверхности равна температуре последующей изотермической поверхности плюс произведение из удельного теплового потока на термическое сопротивление между поверхностями.

г) Эквивалентный коэффициент теплопроводности многослойной стенки.

Термическое сопротивление теплопроводности однослойной стенки определяется из соотношения:

$$R_{cm} = \frac{\delta}{\lambda},$$

и, следовательно, коэффициент теплопроводности материала этой стенки может быть представлен как частное от деления толщины этой стенки на ее термическое сопротивление:

$$\lambda = \frac{\delta}{R_{cm}}.$$

Аналогичная величина для многослойной стенки называется средним или эквивалентным коэффициентом теплопроводности ее материала:

$$\lambda_{\text{экв}} = \frac{\delta_{\text{мисл}}}{\lambda_{\text{мисл}}} = \frac{\sum \delta_i}{\sum \delta_i / \lambda_i}, \quad (16.2.13)$$

где δ_i – толщина отдельного слоя,

δ_i / λ_i – термическое сопротивление отдельного слоя.

Таким образом, под $\lambda_{\text{экв}}$ понимается коэффициент теплопроводности такого материала, однослойная стенка из которого, при равной толщине с многослойной, имеет такие же теплопроводящие свойства.

16.3 Теплопроводность стенки трубы

1. *Однослойная труба.* В технике наряду с плоскими стенками имеют большое применение трубы и цилиндрические стенки различных тепловых машин и аппаратов.

На рисунке 16.3.1 представлена однослойная труба длиной l , внутренний и наружный диаметры которой соответственно равны d_1 и d_2 . Температуры на внутренней и наружной поверхностях равны t'_{cm} и t''_{cm} , причем $t'_{cm} > t''_{cm}$.

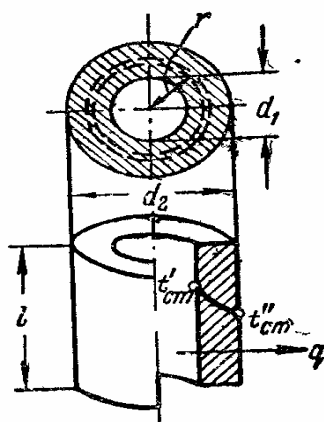


Рис. 16.3.1 Теплопроводность однослойной трубы

Тепловой поток направлен изнутри наружу по нормальям к поверхностям трубы, то есть по радиусам ее сечений. Разобьем стенку трубы концентрическими поверхностями на бесконечно большое количество слоев толщиной dr . Сечение одного из таких слоев радиусом r представлено на рисунке 16.3.1 пунктирными линиями.

Поверхности этого и других слоев являются изотермическими, и тепловой поток через них может быть определен по закону Фурье:

$$Q = \lambda(-grad\ t)F = \lambda(-grad\ t)2\pi r l. \quad (16.3.1)$$

Отсюда

$$-grad\ t = \frac{Q}{\lambda \cdot 2\pi r l} = -\frac{dt}{dr}. \quad (16.3.2)$$

Из уравнения (16.3.2) видно, что интенсивность падения температуры в слоях трубы уменьшается с увеличением радиуса r слоя и,

следовательно, температура по толщине стенки трубы изменяется по криволинейному закону.

Из уравнения (16.3.2) имеем:

$$-dt = \frac{Q}{\lambda \cdot 2\pi l} \frac{dr}{r}.$$

Интегрируя это уравнение в пределах толщины стенки трубы, то есть в пределах от r_1 до r_2 , найдем:

$$t'_{cm} - t''_{cm} = \frac{Q}{\lambda \cdot 2\pi l} \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{Q}{\lambda \cdot 2\pi l} \ln \frac{d_2}{d_1}. \quad (16.3.3)$$

Из формулы (16.3.3) видно, что при постоянном значении λ разность температур на поверхностях любого концентрического слоя трубы пропорциональна логарифму отношения его диаметров. Следовательно, изменение температуры по толщине стенки трубы изображается логарифмической кривой.

Из равенства (16.3.3) получим следующее выражение для теплового потока через стенки трубы длиной l [м]:

$$Q = \frac{\lambda \cdot 2\pi}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t'_{cm} - t''_{cm}) l \quad [\text{ккал/час}]. \quad (16.3.4)$$

Тепловой поток через стенки трубы длиной 1 м будет:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\lambda \cdot 2\pi}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t'_{cm} - t''_{cm}). \quad (16.3.5)$$

Величина q_l называется удельным тепловым потоком, отнесенным к одному погонному метру длины трубы, и ею удобно пользоваться при расчете. Уравнение (16.3.5) может быть переписано в виде:

$$q_l = \frac{t'_{cm} - t''_{cm}}{\frac{1}{\lambda \cdot 2\pi} \ln \frac{d_2}{d_1}} \quad (16.3.6)$$

2. *Расчет теплопроводности через стенки трубы по формулам плоской стенки. Понятие о среднем диаметре трубы.* Выражение для теплового потока через стенки трубы длиной l [м] имеет вид (см. уравнение 16.3.4):

$$Q = \frac{\lambda \cdot 2\pi}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_{cm}' - t_{cm}'') l$$

После умножения и деления правой части этого равенства на

толщину стенки трубы $\delta = \frac{1}{2}(d_2 - d_1)$ получим:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm}' - t_{cm}'') \pi \frac{d_2 - d_1}{\ln \frac{d_2}{d_1}} l = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm}' - t_{cm}'') \pi d_{cp} l = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm}' - t_{cm}'') F_{cp}, \quad (16.3.7)$$

где $d_{cp} = \frac{d_2 - d_1}{\ln \frac{d_2}{d_1}}$ – среднелогарифмический диаметр трубы;

$F_{cp} = \pi d_{cp} l$ – средняя поверхность трубы.

Уравнение (16.3.7) по форме тождественно уравнению (16.2.3) теплового потока через плоскую стенку.

Таким образом, расчет теплопроводности через стенки трубы можно производить по формуле для плоской стенки, если среднюю поверхность трубы определять по величине ее среднелогарифмического диаметра.

Среднелогарифмический диаметр трубы всегда несколько меньше ее среднеарифметического диаметра, равного

$$\frac{d_1 + d_2}{2}$$

Подсчетами можно убедиться, разность между величинами среднеарифметического и среднелогарифмического диаметров трубы составляет при $\frac{d_2}{d_1} = 1,4$ около 1%, при $\frac{d_2}{d_1} = 2$ около 4% и возрастает при дальнейшем увеличении отношения $\frac{d_2}{d_1}$.

Поэтому при определении средней поверхности труб, имеющих отношение диаметров $\frac{d_2}{d_1} < 2$, с достаточной для технических расчетов точностью можно пользоваться значением среднеарифметических диаметров.

При расчете же теплопроводности через стенки небольшого диаметра, покрытых сравнительно толстым слоем изоляции, когда $\frac{d_2}{d_1} > 2$, необходимо уже пользоваться значением их среднелогарифмических диаметров.

3. *Многослойная труба.* На рисунке 16.3.2 представлена труба, состоят из трех слоев, имеющих различна толщину и теплопроводность.

Примером такой трубы может служить труба небольшого диаметра, покрытая двумя слоями тепловой изоляции. Температуры на внутренней и наружной поверхностях трубы обозначим через t'_{cm} и t''_{cm} , причем $t'_{cm} > t''_{cm}$.

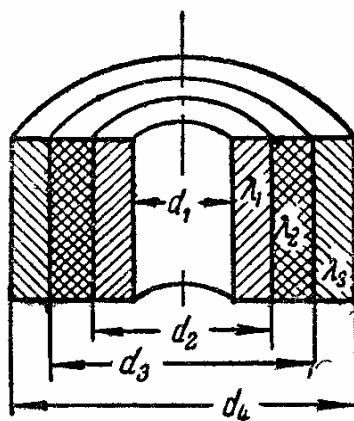


Рис. 16.3.2 Теплопроводность трехслойной трубы

Слои трубы пронумерованы цифрами 1, 2, и 3, начиная с внутреннего слоя к наружному, и соответствующими индексами помечены коэффициенты теплопроводности (λ_1 , λ_2 и λ_3) слоев и их тепловые сопротивления (R_{11} , R_{12} и R_{13}).

Диаметры слоев по направлению изнутри наружу обозначим через d_1 , d_2 , d_3 и d_4 .

График изменения температуры по толщине трубы изобразится ломаной логарифмической линией с точками перелома на границах раздела слоев.

При прохождении через стенку многослойной трубы тепловой поток последовательно преодолевает термические сопротивления отдельных слоев. Поэтому общее термическое сопротивление теплопроводности стенок одного погонного метра трубы равно сумме термических сопротивлений всех ее слоев.

Для трехслойной трубы получим:

$$R_l = R_{l1} + R_{l2} + R_{l3} = \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}. \quad (16.3.8)$$

Для термического сопротивления n -слойной трубы можно написать следующее выражение:

$$R_l = \sum R_{li} = \sum \frac{1}{2\pi\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}, \quad (16.3.9)$$

где R_{li} и λ_i – термическое сопротивление и коэффициент теплопроводности материала i -го слоя трубы;

d_i и d_{i+1} – внутренний и наружный диаметры i -о слоя трубы.

Тепловой поток через стенки трубы длиной 1 м

$$q_l = \frac{t'_{cm} - t''_{cm}}{R_l} \quad [\text{ккал/м час}].$$

Температуры t_a и t_b на границах раздела слоев найдутся по общему правилу:

$$t_a = t'_{cm} - q_l R_l; t_b = t'_{cm} - q_l (R_{l1} + R_{l2})$$

или же

$$t_b = t''_{cm} - q_l R_{l3}; t_a = t''_{cm} - q_l (R_{l3} + R_{l2}).$$

4. *Эквивалентный (средний) коэффициент теплопроводности ($\lambda_{\text{экс}}$) для трубы.* Теплопроводящие свойства стенки многослойной трубы, так же как и многослойной плоской стенки, могут быть охарактеризованы величиной ее эквивалентного коэффициента теплопроводности ($\lambda_{\text{экс}}$).

Из уравнения (16.3.6) для термического сопротивления стенок однослойной трубы следует, что коэффициент теплопроводности материала, из которого она изготовлена, и ее термическое сопротивление связаны соотношением:

$$\lambda = \frac{\frac{1}{2\pi} \ln \frac{d_2}{d_1}}{R_l}.$$

Аналогичная величина для стенок многослойной трубы называется эквивалентным коэффициентом теплопроводности ее материала ($\lambda_{\text{экв}}$). Для трехслойной трубы выражение для $\lambda_{\text{экв}}$ будет иметь вид:

$$\lambda_{\text{экв}} = \frac{\frac{1}{2\pi} \ln \frac{d_4}{d_1}}{R_l} = \frac{\ln \frac{d_4}{d_1}}{\sum \lambda_i \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}. \quad (16.3.10)$$

5. *Расчет теплопроводности многослойной трубы по формулам плоской стенки.* Так же как и в случае однослойной трубы, расчет теплопроводности через многослойную трубу возможно производить по формулам плоской многослойной стенки, определяя среднюю поверхность трубы по величине ее среднелогарифмического диаметра. При отношении $\frac{d_4}{d_1} < 2$ средняя поверхность трубы с достаточной точностью может быть определена по величине ее среднеарифметического диаметра.

17 ТЕПЛООБМЕН СОПРИКОСНОВЕНИЕМ

17.1 Общая характеристика процесса

Теплообмен соприкосновением между жидкостью и поверхностью твердого тела является одним из видов конвективного теплообмена, имеющим большое практическое значение.

Этот вид теплообмена называется также теплоотдачей соприкосновением или конвективной теплоотдачей.

В дальнейшем жидкостью будем называть как капельные жидкости (то есть жидкости в обычном смысле этого слова), так и газы, которые можно назвать упругими жидкостями.

В теории теплопередачи такое название газов принято потому, что в большинстве теплообменных аппаратов теплопередача совершается при неизменном или почти неизменном давлении. В этом случае упругие свойства газов, которыми они отличаются от капельных жидкостей, не проявляются, и они подчиняются общим с последними законам движения и передачи тепла.

Распространение теплоты в жидкости и теплообмен между жидкостью и твердым телом совершается как путем теплопроводности, так и путем конвекции теплоты, то есть переноса ее нагретыми массами жидкости при их перемещении.

Поэтому интенсивность теплообмена соприкосновением зависит не только от физических свойств жидкости и твердого тела, но и от характера и скорости движения жидкости и условий обтекания ею данного тела.

Вследствие этого теплообмен соприкосновением является весьма сложным физическим процессом, особенности которого в значительной мере определяются законами гидродинамики (науки о движении жидкостей).

Основные сведения о движении жидкостей, необходимые для понимания вопросов теплопередачи, кратко излагаются ниже.

17.2 Некоторые сведения о движении жидкостей

В зависимости от причины, вызывающей движение жидкости, различают движение вынужденное и свободное.

Вынужденное движение жидкости обусловливается механическим воздействием на нее насоса, вентилятора или иного устройства. При этом на противоположных концах канала, по которому движется жидкость, создается некоторая разность (перепад) давлений, которая и является движущей силой.

Свободное или естественное движение жидкости возникает при местном нагревании жидкости какими-либо поверхностями. Нагретые массы жидкости вследствие уменьшения их удельного веса поднимаются вверх и замещаются более холодными и тяжелыми.

Причиной движения в этом случае является разность плотностей элементов жидкости, а движущей силой – «подъемная» сила. Величина подъемной силы, действующей на единицу объема жидкости, равна разности удельных весов нагретой и более холодной жидкости.

Скорость свободного движения полностью определяется действующей разностью температур, тогда как скорость вынужденного движения жидкости можно изменять в широких пределах.

По характеру движения отдельных частиц и струек движение жидкости может быть ламинарным (параллельно струйным) и турбулентными (завихренным).

При любом характере движения вследствие трения между частями жидкости и между жидкостью и стенками канала скорость движения струек по сечению канала неодинакова.

Опыт показывает, что если жидкость смачивает стенки канала, то частицы жидкости, непосредственно соприкасающиеся со стенкой, прилипают к ней и остаются неподвижными, то есть скорость этих частиц равна нулю.

Вследствие внутреннего трения (вязкости) эти неподвижные частицы тормозят движение ближайших к ним слоев жидкости, причем тем сильнее, чем меньше расстояние от стенки.

При ламинарном движении нарастание скорости струек жидкости по мере удаления от стенок канала происходит по параболическому закону (рис. 17.1.1, а).

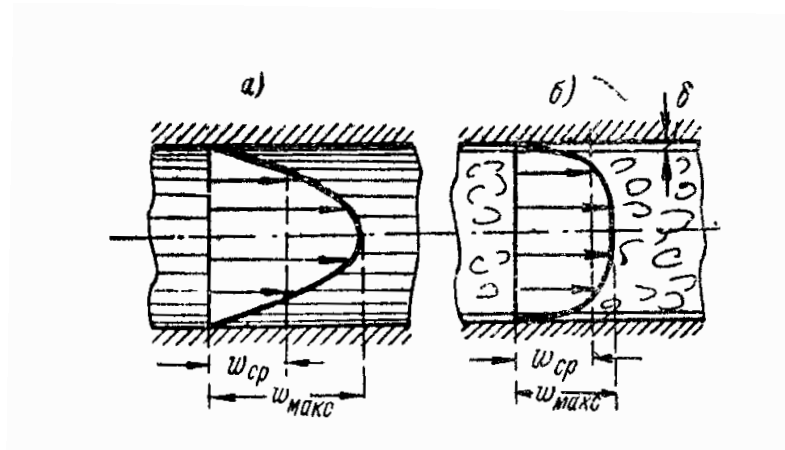


Рис. 17.1.1 Распределение скоростей при ламинарном (а) и турбулентном (б) движении вязкой жидкости в трубе; δ – толщина пограничного слоя жидкости

При турбулентном движении происходит непрерывное перемешивание частиц основной массы жидкости, так что невозможно выделить в ней отдельные струйки и говорить об их скоростях. В каждой точке сечения ядра потока скорости частиц непрерывно изменяются, пульсируют как по величине, так и по направлению.

Поэтому можно говорить только о некоторых осредненных за некоторый промежуток времени скоростях частиц жидкости в той или иной точке сечения ядра потока.

Вблизи поверхности твердого тела или стенок канала пульсации скорости частиц затухают и непосредственно у поверхности тела движение жидкости становится ламинарным.

Тонкий ламинарно движущийся слой жидкости, отделяющий основной турбулентный поток от поверхности твердого тела, называется ламинарным подслоем или пограничным слоем.

Изменение скоростей в турбулентном потоке жидкости представлено на рисунке 17.1.1, б. На поверхности соприкосновения со стенкой трубы скорость частиц жидкости равна нулю. Далее, в пограничном слое, скорость быстро нарастает до величины, составляющей 30-70% от средней по сечению скорости потока w_{cp} и затем увеличивается в турбулентном ядре потока до максимального значения w_{max} .

Между двумя соседними слоями жидкости, движущимися с различной скоростью, возникает сила трения (касательное усилие), ускоряющая движение более медленного слоя и тормозящая движение более быстрого. Величина силы трения T между слоями, по закону Ньютона, пропорциональна поверхности соприкосновения F слоев и градиенту скорости $\frac{dw}{dn}$ по нормали к направлению движения потока.

$$T = \mu \frac{dw}{dn} F,$$

где μ – коэффициент пропорциональности, зависящий от природы жидкости и ее температуры и называемый коэффициентом динамической (абсолютной) вязкости или коэффициентом внутреннего трения.

Этот коэффициент $\mu = \frac{Tdn}{Fdw}$ имеет размерность $\left[\frac{\kappa\Gamma\text{м}}{\text{м}^2\text{м}/\text{сек}} \right] = \left[\frac{\kappa\Gamma \cdot \text{сек}}{\text{м}^2} \right]$

и представляет силу, которую надо приложить к слою жидкости поверхностью в один квадратный метр, чтобы сдвинуть его по отношению к другому такому же слою, отстоящему от первого на расстоянии в один метр, со скоростью одного метра в секунду.

Коэффициент динамической вязкости μ , отнесенный к единице плотности жидкости ρ , называется коэффициентом кинематической вязкости и обозначается через ν («ню»).

По определению:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu}{g/\gamma} = \frac{\mu g}{\gamma}$$

и имеет размерность

$$\left[\frac{\kappa\Gamma \cdot \text{сек} / \text{м}^2 \cdot \text{м} / \text{сек}^2}{\kappa\Gamma / \text{м}^3} \right] = [\text{м}^2 / \text{сек}]$$

Кроме того, различают еще коэффициент условной вязкости E (или вязкость по Энглеру), показывающий во сколько раз медленнее вытекает через стандартное отверстие данная жидкость по сравнению с дистиллированной водой при 20°C.

Величина E определяется с помощью вискозиметра Энглера. Между величинами E и ν существует простая зависимость, а именно:

$$\nu = 0,0731E - \frac{0,0631}{E} [\text{м}^2 / \text{сек}].$$

Как показал О. Рейнольдс (Reynolds), характер движения жидкости по трубам круглого сечения определяется величиной отношения $\frac{wd}{\nu}$, которое называется числом или критерием Рейнольдса и обозначается Re :

$$Re = \frac{wd}{\nu}.$$

Значение Re , характеризующее переход ламинарного движения в турбулентное, называется критическим и обозначается $Re_{кр}$. Опыты показали, что это значение одинаково для всех жидкостей и равно $Re_{кр} = 2300$.

При $Re < 2300$ движение жидкости ламинарное, а при $Re > 2300$ – турбулентное.

Число Re , выраженное в любой последовательно построенной системе единиц, безразмерно, и его значение от системы единиц не зависит.

17.3 Распределение температур в жидкости при теплоотдаче

Характер изменения температуры жидкости при теплообмене соприкосновением со стенкой представлен на рисунке 17.2. На поверхностях соприкосновения жидкости и стенки температуры их естественно одинаковы и равны t_{cm} . Далее в тонком пограничном со

стенкой слое жидкости наблюдается резкое изменение ее температуры (температурный скачок) от t_{cm} до $t_{ногр}$.

В последующих за пограничным слоях жидкости имеет место еще некоторое, уже плавное, понижение (слева) или повышение (справа) температуры от $t_{ногр}$ до температуры основной массы протекающей жидкости.

При турбулентном движении, вследствие интенсивного перемешивания струек жидкости, распространение тепла в ней по направлению нормали к поверхности происходит и теплопроводностью и конвекцией, причем последним путем значительно интенсивнее.

Через ламинарно движущийся пограничный слой тепло может проходить только теплопроводностью. Вследствие малой теплопроводности жидкостей термическое сопротивление пограничного слоя велико и передача тепла через него сопровождается значительным изменением температуры жидкости (скачок температуры). Термическое сопротивление этого слоя является основным сопротивлением теплоотдаче, и чем толще этот слой, тем менее интенсивно происходит теплообмен соприкосновением между жидкостью и стенкой.

При турбулентном движении пограничный слой «размывается» и становится тем тоньше, чем больше скорость и завихренность ядра потока.

Поэтому с увеличением скорости и турбулентности потока интенсивность теплоотдачи возрастает.

17.4 Основной закон теплообмена соприкосновением

Согласно опытному закону Ньютона-Рихмана количество тепла, которое передается соприкосновением от жидкости на поверхность стенки, пропорционально разности их температур, величине поверхности стенки F и времени τ , то есть

$$Q = \alpha(t_{жс} - t_{cm})F\tau[\text{ккал}], \quad (17.4.1)$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплоотдачи соприкосновением.

Из уравнения (17.4.1) видно, что α имеет размерность *ккал/м² час град* и представляет количество тепла, которое передается жидкостью поверхности стенки в 1 м² за время в 1 час при разности температур жидкости и поверхности в 1°С.

Величина, обратная α , называется термическим сопротивлением теплоотдаче и обозначается буквой R :

$$R = \frac{1}{\alpha}$$

При введении этого понятия уравнение (17.4.1) может быть представлено в виде:

$$Q = \frac{t_{cm} - t_{ж}}{R} F \tau. \quad (17.4.2)$$

Значение коэффициента теплоотдачи α определяет интенсивность теплообмена между жидкостью и поверхностью стенки. Величина α зависит от весьма большого числа факторов, определяющих процесс теплоотдачи.

Важнейшими факторами, влияющими на величину α , являются:

1. Физические свойства жидкости (плотность, вязкость, теплоемкость и др.).
2. Геометрические и физические свойства омываемой жидкостью поверхности (форма, размер, вещество, шероховатость и др.).
3. Характер движения жидкости и условия обтекания ею поверхности.

Особенно большое влияние на теплоотдачу оказывает характер движения жидкости.

Как показали непосредственные измерения, величина коэффициента теплоотдачи α при различных условиях может иметь значения от 5 до 40 000 *ккал/м² час град*, то есть изменяется в весьма широких пределах.

Так, в промышленных теплообменных устройствах были получены следующие величины коэффициента теплоотдачи в $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час град}$:

- 1) при нагревании и охлаждении воздуха $\alpha = 1 \div 50$;
- 2) при нагревании и охлаждении перегретого пара $\alpha = 50 \div 1000$;
- 3) при нагревании и охлаждении воды $\alpha = 200 \div 2000$;
- 4) при кипении воды $\alpha = 500 \div 45000$;
- 5) гари конденсации водяного пара $\alpha = 4000 \div 15000$.

17.5 Основные положения теории подобия

1. Подобные физические процессы. Значение коэффициента теплоотдачи α в том или ином теплообменнике можно получить опытным путем. Но полученные значения α будут справедливы только для испытанного объекта в условиях его работы при испытании. Данные опыты имели бы значительно большую ценность, если бы их можно было обобщить и использовать при расчетах и исследованиях других устройств.

Условия, при которых эти обобщения возможны, устанавливает теория подобия физических процессов.

В основе этой теории лежит выделение из какого-либо класса физических процессов, например теплообмена соприкосновением, групп подобных явлений, на которые можно распространять данные опыта.

Способ такого выделения поясним на примере геометрических фигур – прямоугольников.

Прямоугольники образуют обширный класс плоских фигур, обладающих тем общим свойством, что все углы прямые (рис. 17.5.1). Выделим из числа этих прямоугольников один, например I, с размерами сторон l_1 и l_2 и примем его за основной.

Путем умножения обоих размеров l_1 и l_2 на ряд чисел получим группу подобных прямоугольников, сходственные стороны которых будут пропорциональны, то есть

$$\frac{l_1''}{l_1'} = \frac{l_2''}{l_2'}$$

и каждой точке одного соответствует сходственная точка другого. Все прямоугольники такой группы в сущности вставляют одну фигуру в различном масштабе.

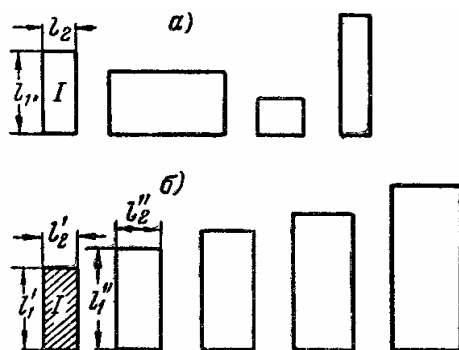


Рис. 17.5.1 Геометрические фигуры одного класса (а) и группа подобных фигур (б)

Все сказанное может быть перенесено и на пространственные геометрические фигуры.

Таким же образом из определенного класса физических процессов, например теплообмена соприкосновением, можно выделить группу процессов, подобных по физическим признакам.

Для этого надо взять какой-либо процесс за основной и умножить значение каждой физической величины, например скорости, давления, температуры и другое, на соответствующий множитель, называемый константой подобия этой величины и обозначаемый через k .

Если какая-нибудь величина имеет разные значения в различных точках основного явления, то таким же образом следует преобразовать все поле этой величины.

В результате такого преобразования всех физических величин, характеризующих данный процесс, получим группу подобных процессов данного класса.

Следовательно, физические процессы будут подобны, если:

1) они качественно одинаковы, то есть принадлежат к одному классу явлений и описываются одним дифференциальным уравнением, как, например, процессы теплообмена соприкосновением в случае вынужденного движения жидкостей по каналам;

2) они совершаются в геометрически подобных формах;

3) физические величины, характеризующие процессы, в сходственных точках различаются только масштабом. Подобные процессы, в сущности, представляют один и тот же процесс в различном масштабе.

2. Понятие о критериях и первая теорема подобия. Как уже сказано, подобные процессы описываются одним дифференциальным уравнением, выражающим зависимость между физическими величинами, характеризующими данные процессы.

Но одно и то же уравнение не может удовлетворяться при подстановке в него физических величин, умноженных на произвольно выбранные константы подобия.

Следовательно, константы подобия различных физических величин должны быть связаны определенными соотношениями, вид которых можно установить путем анализа соответствующего дифференциального уравнения.

Так, например, уравнение для вынужденного движения по трубам вязкой несжимаемой жидкости будет удовлетворяться только в том случае, если между константами подобия диаметров труб (k_d), скоростей жидкости (k_w) и ее вязкости (k_v) существует следующая зависимость:

$$k_d k_w = k_v.$$

Эту зависимость можно представить в виде зависимости между физическими величинами, если заменить константы подобия их значениями. При этом получим:

$$\frac{d_2}{d_1} \frac{w_2}{w_1} = \frac{v_2}{v_1} \text{ ИЛИ } \frac{w_2 d_2}{v_2} = \frac{w_1 d_1}{v_1},$$

то есть в сходственных точках подобных процессов отношение $\frac{wd}{\nu}$ должно иметь одно и то же значение, что кратко записывается следующим образом:

$$\frac{dw}{\nu} = idem,$$

где слово *idem* по-латыни означает «одно и то же».

Нетрудно убедиться, что соотношение $\frac{wd}{\nu}$ безразмерно.

Действительно, его размерность $\left[\frac{м/сек \cdot м}{м^2/сек} \right] = 1$.

Таким же образом из уравнений распространения тепла в движущейся жидкости можно установить необходимые соотношения между другими физическими величинами, характеризующими, например, процессы теплообмена соприкосновением.

Такие безразмерные соотношения между физическими величинами в подобных процессах называются критериями подобия.

Критерий подобия принято обозначать двумя первыми буквами фамилии ученого, работы которого способствовали развитию данной области науки.

Соотношение $\frac{wd}{\nu}$ представляет уже известный нам критерий Рейнольдса.

Из других критериев, имеющих большое значение для процессов теплообмена соприкосновением, отметим критерии *Pe* (Peclet), *Pr* (Prandtl) и *Nu* (Nusselt), которые выражаются следующим образом:

$$Pe = \frac{wd}{a} \text{ (критерий Пекле),}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} \text{ (критерий Прандтля),}$$

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \text{ (критерий Нуссельта).}$$

В сходственных точках подобных процессов одноименные критерии подобия имеют одинаковые значения. В этом заключается сущность первой теоремы подобия.

По своему физическому смыслу критерии представляют соотношения между приложенными к жидкости силами или между соответствующими потоками тепла.

Так, критерий Re есть отношение равнодействующей всех сил, приложенных к жидкости, к силе внутреннего трения. Критерий Pe представляет отношение потоков тепла, возникающих в жидкости вследствие конвекции и теплопроводности и т. д.

Критерии, составленные из величин, определяющих характер процесса, называются определяющими. Для процессов теплообмена соприкосновением такими критериями являются Re и Pr .

Если же в состав критерия входит искомая величина, например α , он называется неопределяющим. Примером может служить критерий Nu .

3. Вторая теорема подобия и обобщение опытных данных. В сходственных точках подобных процессов одноименные критерии как определяющие, так и неопределяющие равны.

Поэтому, если задать значения первых, то для всех подобных явлений должны получиться одинаковыми и значения вторых.

Следовательно, между определяющими и неопределяющими критериями в подобных процессах должна существовать определенная зависимость, одинаковая для всей группы данных процессов.

Это положение составляет содержание второй теоремы подобия и имеет важнейшее значение для обобщения опытных данных.

Как показали опыты, чаще всего зависимость между критериями может быть выражена степенным уравнением. Так, при вынужденном движении жидкостей для процессов теплообмена соприкосновением было найдено, что

$$Nu = c Re^m Pr^n,$$

где коэффициенты c , m и n имеют определенные численные значения для каждой группы данных процессов и находятся опытным путем.

Формулы, выражающие зависимость между критериями подобия, называются критериальными.

Из сказанного следует, что для возможности обобщения опытных данных необходимо в опыте измерять величины, входящие в состав критериев, и результаты опыта представлять в виде зависимости между критериями.

4. *Моделирование тепловых устройств и третья теорема подобия.* Критериальные формулы для различных случаев теплоотдачи устанавливаются на основе опытов, которые можно произвести на том или ином объекте, например паровом котле и др.

Однако искомая формула может быть получена и в результате проведения опытов в лаборатории на модели, в которой воспроизводится процесс, подобный процессу в интересующем нас объекте (образце), так как такие процессы будут различаться только своим масштабом.

Как показали М. В. Кирпичев и А. А. Гухман, для того чтобы процессы на модели и образце стали подобны, необходимо и достаточно осуществить:

- 1) геометрическое подобие форм, в которых протекают процессы;
- 2) равенство значений определяющих критериев в каких-либо сходственных сечениях на модели и образце (например, во входных сечениях).

На основе этих положений, составляющих содержание третьей теоремы подобия, осуществлено моделирование более важных тепловых устройств и проведены многочисленные опыты, позволившие установить соответствующие критериальные формулы, пользуясь которыми можно определить значения α для различных случаев теплообмена соприкосновением.

Для быстрого определения α пользуются специальными номограммами и графиками, построенными по критериальным формулам на основании соответствующих опытных данных. Такие графики и номограммы для различных случаев теплоотдачи приводятся ниже.

17.6 Основные случаи теплообмена соприкосновением

1. Теплоотдача при вынужденном движении жидкостей по трубам. Результаты многочисленных опытов по определению коэффициента теплоотдачи при протекании жидкостей до прямым трубам представлены на рисунке 17.6.1 в виде диаграммы, связывающей критерий подобия Nu с критериями Re и Pr .

Эта диаграмма построена в логарифмических координатах, то есть по осям координат отложены не сами критерии подобия Re и Nu , а их логарифмы.

Левая часть диаграммы (до $Re \approx 2300$) соответствует ламинарному течению жидкости, а правая – турбулентному.

На практике чаще всего приходится иметь дело с турбулентным движением жидкости, при котором, как видно из диаграммы, получаются значительно большие значения Nu , а следовательно, и коэффициента теплоотдачи, чем при ламинарном.

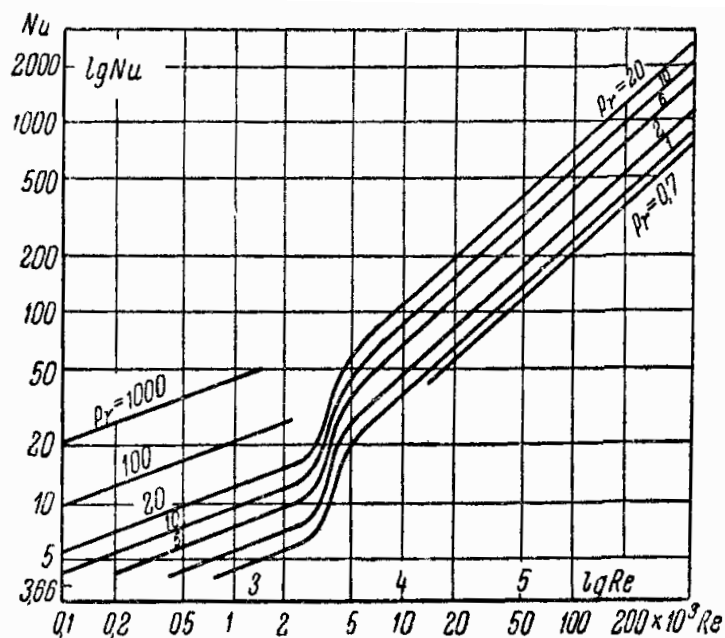


Рис. 17.6.1 Коэффициенты теплоотдачи при турбулентном течении воды по трубкам

При турбулентном движении воды, имеющей температуру 10-30°C, по прямым трубкам небольшого диаметра (16-24 мм) коэффициент теплоотдачи в зависимости от скорости движения воды может быть представлен кривой на рисунке 17.6.2.

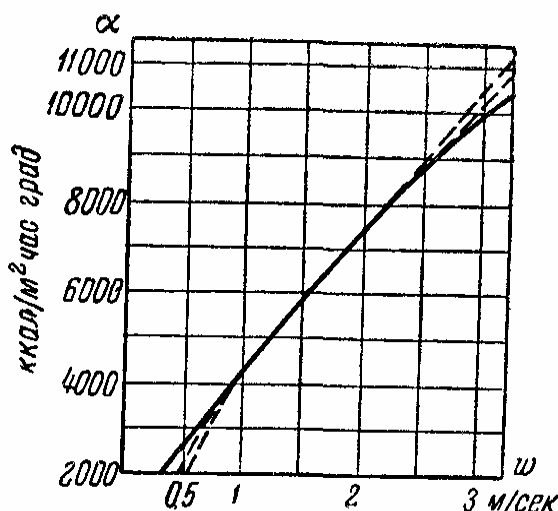


Рис. 17.6.2 Теплоотдача при течении жидкостей по трубкам

Кривая построена по опытным данным ряда исследователей и дает представление о порядке величины α при движении воды по трубкам конденсаторов паровых труб.

При движении жидкостей по изогнутым трубам (змеевикам) получают добавочные завихрения потока, и коэффициент теплоотдачи α увеличивается в ε раз по сравнению с прямыми трубами:

$$\alpha_{\text{изогн}} = \alpha_{\text{пр}} \varepsilon .$$

Множитель ε больше единицы и приближенно определяется из соотношения:

$$\varepsilon \approx 1 + 1,77 \frac{d}{R} ,$$

где d – диаметр трубы,

R – радиус закругления трубы (рис. 17.6.3).

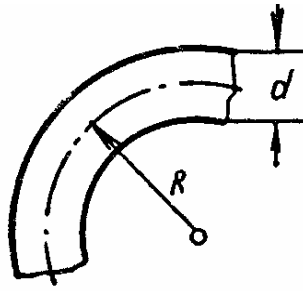


Рис. 17.6.3 Радиус изгиба трубы

При протекании жидкостей по трубам и каналам некруглого сечения можно пользоваться той же диаграммой, но при вычислении критериев в их выражения подставить вместо диаметра d трубы эквивалентный диаметр канала $d_{\text{экр}}$, который определяется по формуле:

$$d_{\text{экр}} = \frac{4f}{u},$$

где f – площадь сечения канала,
 u – периметр сечения.

2. *Теплоотдача при вынужденном обтекании газами пучков труб.* В водотрубных паровых котлах, трубчатых воздухоподогревателях и других теплообменниках поверхности нагрева выполнены в виде многорядных пучков (пакетов) труб, которые омываются горячими дымовыми газами. Газы могут обтекать трубы поперечным или продольным потоком. Рассмотрим сначала теплоотдачу при поперечном обтекании труб газами.

Трубы в пучках чаще всего располагаются в шахматном или коридорном порядке. Как шахматный (рис. 17.6.4, а), так и коридорный (рис. 17.6.4, б) пучок характеризуется диаметром труб d и расстояниями s_1 и s_2 между осями в поперечном и продольном по отношению к потоку направлениях.

Расстояния между осями труб, выраженные в долях метра d трубы, называются относительными расстояниями или шагами. Различают относительный шаг по ширине (поперек потока газов) $\frac{s_1}{d}$ и относительный шаг труб по глубине (по направлению потока газов) $\frac{s_2}{d}$.

Расположение труб в пучке, величина их диаметра и шагов влияют на общий характер движения газов в пучке и на характер омывания ими отдельных труб, а следовательно, и на коэффициент теплоотдачи.

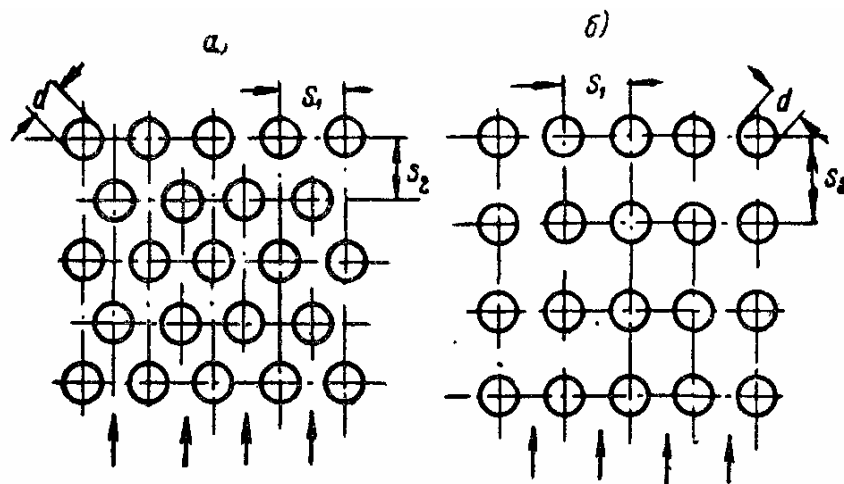


Рис. 17.6.4 Расположение труб в шахматном (а) и коридорном (б) пучках

В шахматных пучках условия для завихривания и перемешивания струек газов, текущих через пучок, несколько лучше, чем в коридорных, вследствие чего и коэффициент теплоотдачи в них также несколько больше, чем в коридорных, при прочих равных условиях.

Экспериментальные исследования показали, что и в шахматном и в коридорном пучках коэффициент теплоотдачи увеличивается при увеличении средней скорости движения газов и при уменьшении диаметра труб. Так, при уменьшении диаметра труб вдвое наблюдалось увеличение коэффициента теплоотдачи почти на 30%.

На рисунке 17.6.5 представлены номограмма и вспомогательные графики для определения коэффициента теплоотдачи α_c для коридорных пучков труб.

При определении α_c с помощью этой номограммы используется соотношение:

$$\alpha_c = \alpha_0(1 - \eta_1 \eta_2) \cdot \eta_3,$$

где α_0 – предварительное значение коэффициента теплоотдачи, определяемое по номограмме;

η_1, η_2 и η_3 – поправочные коэффициенты, определяемые по вспомогательным графикам.

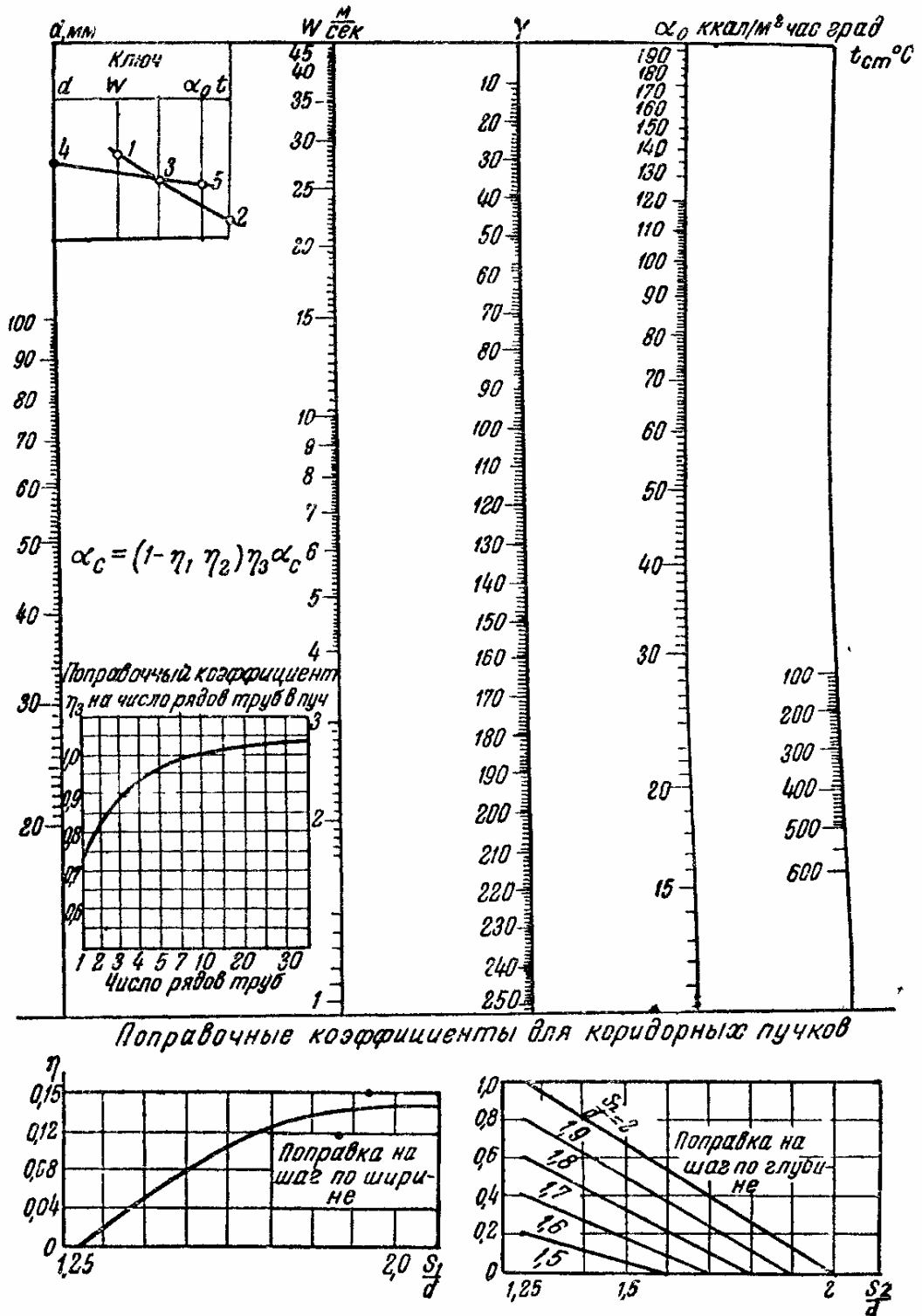


Рис. 17.6.5 Номограмма для определения коэффициента теплоотдачи соприкосновением α_c при коридорном расположении труб и поперечном омывании их газами

При омывании пучков труб продольным потоком газов определение u_c можно произвести с помощью других номограмм, пользуясь вместо значения наружного диаметра труб значением эквивалентного диаметра сечения между трубами, по которому текут газы. Сечение, по которому текут газы между трубами, показано в виде заштрихованной площадки на рисунке 17.6.6.

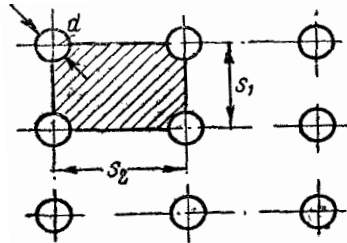


Рис. 17.6.6 Сечение, по которому текут газы между трубами

Эквивалентный диаметр заштрихованного сечения

$$d_{\text{экв}} = \frac{4f}{u} = \frac{4 \cdot \left(s_1 s_2 - \frac{\pi d^2}{4} \right)}{\pi d} = \frac{4s_1 s_2 - \pi d^2}{\pi d},$$

где d – наружный диаметр труб в пучке.

Номограмма для определения α_c при продольном омывании газами пучков труб представлена на рисунке 17.6.7. Порядок действий при определении α по номограмме указан пунктирной линией.

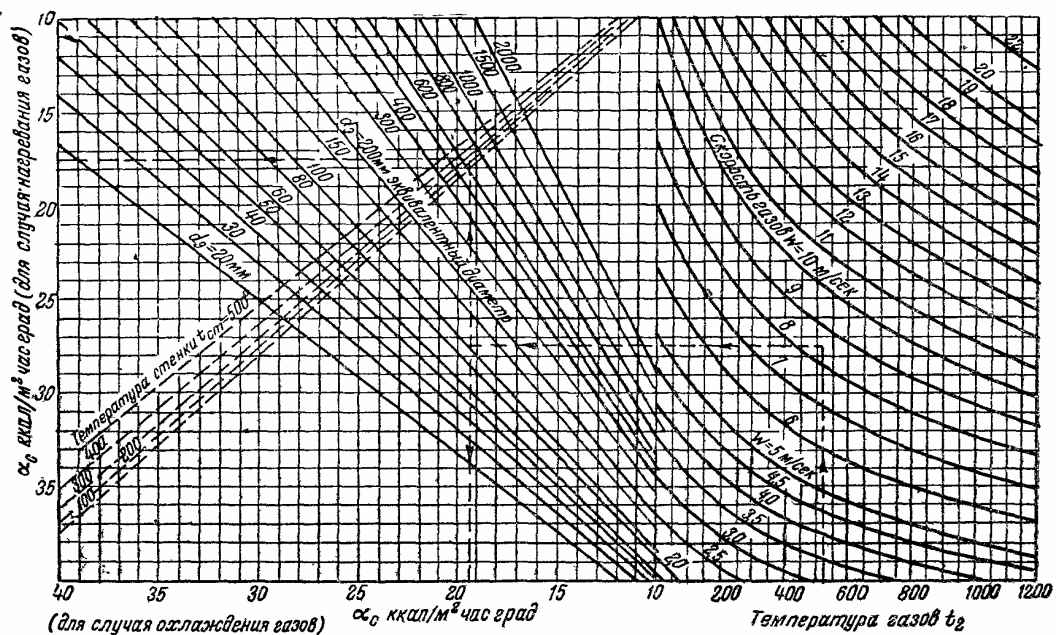


Рис. 17.6.7 Номограмма для определения коэффициента теплоотдачи соприкосновением α_c при продольном омывании труб газами

3. Теплоотдача в условиях свободного движения жидкости.

Свободное движение возникает в объеме жидкости при ее местном нагревании какими-либо поверхностями, размещенными в нижней или боковой части объема (например, отопительные батареи в комнате).

Около поверхности нагрева температура жидкости повышается, она становится более легкой и поднимается вверх, а на ее место притекает холодная жидкость; таким образом, в объеме жидкости возникает свободное движение.

Как показали многочисленные опыты, в процессе теплоотдачи в условиях свободного движения форма и размеры греющих тел имеют лишь второстепенное значение.

Характер движения жидкости около поверхности нагрева и интенсивность теплообмена между ними определяются главным образом температурой поверхности и величиной температурного напора, то есть разностью температур между жидкостью и греющей поверхностью.

При малом температурном напоре это движение обычно ламинарно, а при большом – турбулентно, хотя в граничном с поверхностью слое и в последнем случае сохраняется ламинарное движение.

Согласно теории подобия характер естественного движения жидкости около поверхности нагрева и коэффициент теплоотдачи определяются значениями критериев подъемной силы ($Gr = \frac{l^3 g \beta \Delta t}{\nu^2}$) и физических свойств жидкости ($Pr = \frac{\nu}{a}$). При данных же размерах греющей поверхности и определенной жидкости характер движения последней будет определяться только температурами поверхности и жидкости.

На рисунке 17.6.8 схематически представлен различный характер движения воздуха около нагретой трубы.

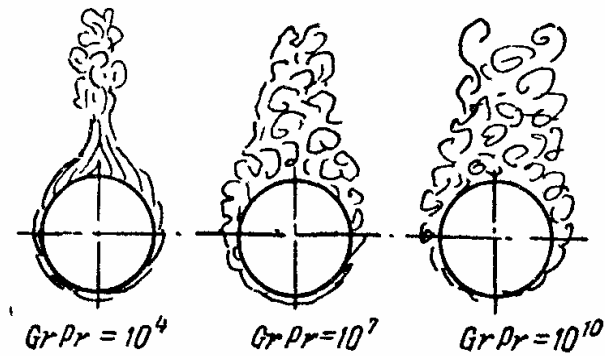


Рис. 17.6.8 Свободное движение газов около нагретой трубы

Результаты опытов по определению коэффициента теплоотдачи в условиях свободного движения различных жидкостей представлены на рисунке 17.6.9 в виде диаграммы, на которой по оси абсцисс отложены логарифмы произведения $GrPr$, а по оси ординат – логарифмы Nu .

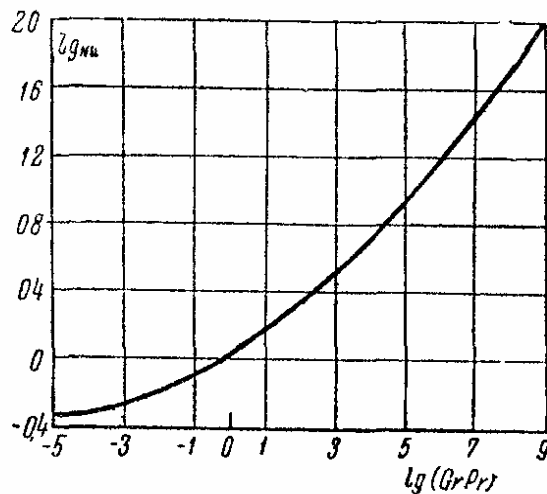


Рис. 17.6.9 Теплоотдача при свободном движении жидкости около горизонтальных труб

При вычислении критериев подобия за линейный размер для труб принимается их диаметр, а для вертикальных плит – их высота.

В качестве температуры жидкости принимается средняя температура пограничного слоя

$$t_m = \frac{1}{2}(t_{cm} + t_{ж}).$$

4. *Теплоотдача при изменении агрегатного состояния жидкости.* К процессам теплоотдачи, при которых изменяется агрегатное состояние жидкости, относятся:

- а) теплоотдача при кипении воды;
- б) теплоотдача при конденсации водяного пара.

Оба процесса имеют самое широкое распространение в технике и протекают обычно при неизменном давлении. Таковы процессы кипения воды в паровых котлах, конденсации пара в конденсаторах паровых турбин и пароводяных подогревателях.

а) *Теплоотдача при кипении воды.* При кипении вода превращается в пар, температура которого равна температуре насыщения t_H при данном давлении.

Температура основной массы кипящей воды незначительно выше температуры образующегося пара (на $0,4-0,8^\circ\text{C}$), и при расчетах их обычно считают одинаковыми.

Тепло от поверхности нагрева, имеющей температуру t_{cm} , превышающую t_H , передается тонкому слою воды толщиной 2-5 мм, непосредственно прилегающему к ней, и от этого слоя остальной массе воды и образующемуся пару.

Температура воды в слое, прилегающем к стенке, изменяется от t_{cm} (на границе соприкосновения со стенкой) до t_H (на границе соприкосновения с основной массой воды), то есть этот слой воды является перегретым по отношению к температуре насыщения.

Как показывают наблюдения, именно в этом перегретом слое воды и происходит образование первоначальных пузырьков пара. Они образуются на самой поверхности нагрева около центров парообразования, которыми могут служить выступы шероховатостей стенки, или частицы накипи и шлама, приставшие к стенке, или же пузырьки выделяющихся газов.

Первоначальные пузырьки пара увеличиваются в объеме вследствие испарения жидкости на их стенках отрываются от поверхности и

всплывают вверх. На месте оторвавшихся пузырьков пара образуются новые и т. д. Такой режим преобразования называется пузырьчатым.

Количество образующихся пузырьков пара будет тем больше, чем более перегрет слой воды, прилегающий к поверхности стенки, то есть чем больше температурный напор.

В свою очередь Δt будет тем больше, чем больше удельная тепловая нагрузка поверхности нагрева q [$\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$].

При тепловых нагрузках q меньше $5000 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$, когда величина температурного напора Δt не превышает 5°C , количество образующихся пузырьков пара невелико и они мало влияют на перемешивание основной массы воды.

В этом случае коэффициент теплоотдачи α почти такой же, как и в случае нагревания некипящей воды.

С увеличением тепловой нагрузки q увеличивается как температурный напор, так и количество образующихся пузырьков пара. Последние вызывают уже интенсивное перемешивание жидкости, и коэффициент теплоотдачи ее увеличивается в несколько раз.

Характер изменения α при различных значениях теплового напора представлен на рисунке 17.6.10.

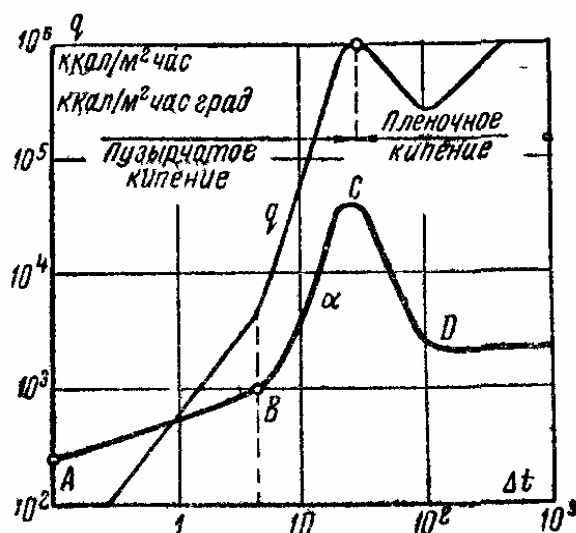


Рис. 17.6.10 Коэффициент теплоотдачи и тепловая нагрузка поверхности нагрева при кипении воды

При кипении воды в больших объемах, под давлением от 0,2 до 100 *ата*, значение коэффициента теплоотдачи может быть определено или по величине тепловой нагрузки q , или по величине температурного напора Δt по формулам:

$$\alpha = 2,53 \cdot p^{0,176} \cdot q^{0,7} [\text{ккал} / \text{м}^2 \text{час} \cdot \text{град}] \quad (17.6.1)$$

или

$$\alpha = 22 \cdot p^{0,58} \cdot \Delta t^{2,33} [\text{ккал} / \text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}], \quad (17.6.2)$$

где p [$\text{кг} / \text{см}^2$] – абсолютное давление пара;

q [$\text{кг} / \text{м}^2 \text{час град}$] – удельная тепловая нагрузка поверхности нагрева.

Для случая кипения воды в трубах паровых котлов, эти формулы дают только исходные ориентировочные значения α вследствие иных условий движения воды в них и отделения пузырьков пара. Дать для этого случая более точные расчетные формулы не представляется возможным.

При очень больших тепловых нагрузках пузырьчатый режим кипения воды переходит в пленочный. При этом образование пузырьков пара совершается так интенсивно, что они сливаются в сплошную пленку, отделяющую жидкость от стенки и представляющую значительное термическое сопротивление. Эта пленка неустойчива, местами разрывается и удаляется в виде крупных пузырей пара, а на месте разрыва образуется новая и т. д.

Пленочное кипение воды наступает при температурном напоре около 25°C , что соответствует тепловой нагрузке около 10^6 $\text{ккал} / \text{м}^2 \text{час}$.

С момента перехода пузырьчатого кипения в пленочное коэффициент теплоотдачи уменьшается в несколько раз (рис. 17.6.1). Этот режим кипения в теплообменниках недопустим, так как при нем уменьшается производительность аппарата и возникает опасность перегрева его поверхностей, что может стать причиной аварии.

б) *Теплоотдача при конденсации пара.* При соприкосновении насыщенного пара с поверхностью холодной стенки пар отдает стенке тепло и превращается в жидкость (конденсат).

Образующийся конденсат осаждается на стенку в виде сплошной пленки, если поверхность стенки смачивается конденсатом, или в виде отдельных капель, если стенка не смачивается им. В первом случае конденсация называется пленочной, а во втором – капельной.

Преимущественное распространение в технике имеет пленочная конденсация, а капельная наблюдается только как редкое и обычно весьма кратковременное явление.

При пленочной конденсации тепло от пара передается сначала пленке конденсата, а уже от нее к стенке.

Как показывают наблюдения, температура частиц пленки, соприкасающихся с паром, равна температуре насыщения пара t_n , а на поверхности соприкосновения со стенкой, естественно, равна температуре стенки t_{cm} .

То обстоятельство, что температура пленки со стороны пара равна температуре пара, показывает, что термическое сопротивление при переходе тепла от конденсирующегося пара к пленке ничтожно мало. Следовательно, основным термическим сопротивлением при конденсации пара будет сопротивление пленки жидкости, на преодоление которой и затрачивается весь температурный напор

$$\Delta t = t_n - t_{cm}.$$

Величина коэффициента теплоотдачи при пленочной конденсации чистого пара на трубах и пластинах может быть определена по следующим формулам Нуссельта:

а) для горизонтальной трубки

$$\alpha = 0,944 \sqrt{\frac{\gamma^2 \lambda^2}{\mu} r \frac{1}{d \Delta t}}; \quad (17.6.3)$$

б) для вертикальной пластины или трубки

$$\alpha = 0,724 \sqrt{\frac{\gamma^3 \lambda^3}{\mu} r \frac{1}{H \Delta t}}, \quad (17.6.4)$$

где λ – коэффициент теплопроводности жидкости;
 γ – удельный вес жидкости;
 μ – коэффициент динамической вязкости жидкости;
 r – теплота конденсации пара;
 d – диаметр трубы;
 H – высота трубы или пластины.

Значения λ, γ и μ выбираются по средней температуре $t_m = 0,5(t_{cm} + t_n)$, а значение r – по температуре конденсата.

В пучке горизонтальных трубок на нижние ряды стекает конденсат с верхних трубок, и теплоотдача на них уменьшается.

Иногда это увеличивают введением в формулу (17.6.3) вместо d произведения nd , где n – число трубок, находящихся друг над другом.

Теплоотдача при конденсации пара резко ухудшается в присутствии даже небольшого количества неконденсирующихся газов, например воздуха. Они образуют у стенки слой, изолирующий пар от стенки и поэтому сильно замедляющий конденсацию.

Поэтому для поддержания вакуума и усиления конденсации пара в конденсаторах паровых турбин принимают меры для удаления проникающего туда воздуха.

18 ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ТЕЛАМИ

18.1 Основные понятия и определения

При температурах, отличных от абсолютного нуля, все тела обладают способностью к выделению и поглощению энергии, то есть энергии электромагнитного происхождения, распространяющейся в окружающей среде со скоростью света.

Как испускание телом лучистой энергии, так и ее поглощение, происходят в результате сложных внутриатомных процессов, при которых внутренняя энергия тела трансформируется в лучистую или обратно.

Количества излученной и поглощенной телом энергии измеряются в тепловых единицах, то есть в килокалориях.

Излучение телом энергии (прямой поток энергии) и поглощение им излучения других тел (обратный поток энергии) совершаются одновременно. Разность между прямым и обратным потоками энергии служит мерой лучистого теплообмена данного тела с другими:

$$Q_d = Q_{изл} - Q_{погл}.$$

Излучение других тел, падающее на данное тело извне, поглощается им только частично, так как часть этого излучения отражается от него, а часть проходит через тело, не поглощаясь им.

Доли поглощенного, отраженного и прошедшего через тело излучения называются соответственно коэффициентами поглощения (A), отражения (R) и проницаемости (D) тела.

Величины этих коэффициентов зависят от вещества тела, его температуры, состояния поверхности, а также от природы падающего на тело излучения, но сумма их для каждого тела при любой температуре равна единице:

$$A + R + D = 1.$$

Тела, полностью поглощающие все падающее на них излучение, называются абсолютно черными (для них $A = 1$ и $R = D = 0$).

Тела, полностью отражающие все падающее на них излучение, называются абсолютно белыми или зеркальными (для них $R = 1$ и $A = D = 0$).

Тела, полностью пропускающие сквозь себя все падающее на них излучение, называются абсолютно прозрачными или диатермичными (для них $D = 1$ и $A = R = 0$).

Абсолютно черных, абсолютно белых и абсолютно прозрачных тел в природе нет; тела природы обладают лишь той или иной степенью черноты, зеркальности и прозрачности, то есть для всех тел природы каждый из коэффициентов A , R и D всегда меньше единицы.

По своим свойствам к черным телам близки сажа и черный бархат ($A \approx 0,97$), к белым телам близки полированные металлы ($R \approx 0,96$) и, наконец, к диатермичным телам близки двухатомные газы ($D \approx 1$).

Свойствами абсолютно черного тела обладает малое отверстие, сделанное в стенке замкнутой полости (рис. 18.1.1), внутренняя поверхность которой имеет большую поглощательную способность. Излучение, попавшее через отверстие в полость, будет многократно отражаться ее стенкам внутрь, постепенно поглощаясь, и обратно из отверстия практически не сможет выйти.

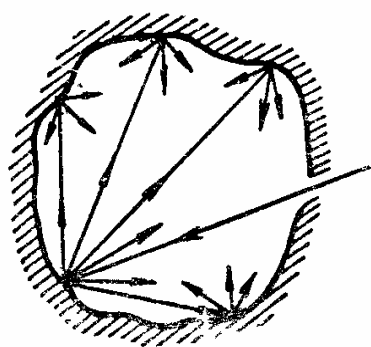


Рис. 18.1.1 Модель абсолютно черного тела

Поэтому по отношению к внешнему излучению это отверстие будет играть роль абсолютно черного тела.

Количество собственной энергии, излучаемой в окружающее пространство единицей поверхности тела в единицу времени, называется его лучеиспускательной способностью E .

Величина E зависит от вещества тела, его температуры и состояния поверхности.

Между величинами лучеиспускательной и поглощательной способностей тела существует определенная зависимость, устанавливаемая законом Кирхгофа.

Согласно, этому закону отношение лучеиспускательной способности тела к его коэффициенту поглощения одинаково для всех тел и зависит только от температуры, то есть для всех тел, имеющих одинаковую температуру,

$$\frac{A}{E} = \text{const.} \quad (18.1.1)$$

Из закона Кирхгофа вытекает, что абсолютно черное тело при каждой данной температуре обладает и наибольшей, предельно возможной величиной лучеиспускательной способности.

Действительно, из уравнения (18.1.1) следует, что для всех тел

$$E = \text{const} \cdot A,$$

то есть лучеиспускательная способность тела прямо пропорциональна его поглощательной способности (коэффициенту поглощения).

По определению, абсолютно черное тело обладает наибольшей возможной поглощательной способностью (для него коэффициент поглощения $A = 1$). Следовательно, при любой температуре такое тело обладает и наибольшей излучательной способностью по сравнению с другими нечерными телами, для которых значения A меньше единицы.

Если лучеиспускательную способность и коэффициент поглощения произвольного тела обозначить через E и A , а соответственные величины для черного тела – через E_0 и A_0 , то по закону Кирхгофа

$$\frac{E}{A} = \frac{E_0}{A_0},$$

а так как для черного тела $A_o=1$, то

$$\frac{E}{A} = E_0, \quad (18.1.2)$$

то есть отношение лучеиспускательной способности тела к коэффициенту поглощения при температуре t равно лучеиспускательной способности черного тела при той же температуре.

18.2 Излучение энергии черным телом

1. Общее количество излучаемой энергии. Общее количество энергии, излучаемой абсолютно черным телом, как показали Стефан (1889 г.) и Больцман (1894 г.), пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры. В соответствии с этим лучеиспускательная способность такого тела равна:

$$E_0 = \sigma_0 T^4 [\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{час}], \quad (18.2.1)$$

где σ_0 – коэффициент пропорциональности, называемый постоянной черного излучения и равный $\sigma_0 = 4,9 \cdot 10^{-8} \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час град}^4$.

Закон излучения, выражаемый уравнением (18.2.1), носит название закона Стефана-Больцмана.

Во избежание больших чисел при вычислениях, коэффициент 10^{-8} обычно относят к температуре и закон Стефана-Больцмана выражают уравнением:

$$E_0 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = 4,9 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (18.2.2)$$

где $c_0 = 4,9$ – коэффициент абсолютно черного излучения.

2. Распределение энергии излучения по длинам волн. Черное тело излучает энергию в форме электромагнитных колебаний всевозможных длин волн, начиная от самых малых и кончая самыми большими, то есть имеет непрерывный спектр излучения.

Длина волны электромагнитного колебания или луча обозначается обычно через λ и измеряется в микронах (μ): $1\mu = 0,001\text{мм}$.

Электромагнитные колебания с длиной волны $\lambda = 0,4 \div 0,76 \mu$ называются световыми лучами, так как они воспринимаются глазом в виде различных «цветных» лучей.

Лучи с длиной волны $\lambda > 0,76 \mu$ глазом не воспринимаются и носят название тепловых лучей ($\lambda = 0,76 \div 400 \mu$) и электромагнитных волн ($\lambda > 400 \mu$).

Как показали исследования, энергия излучения неравномерно распределена по длинам волн. Закон этого распределения открыт М. Планком в 1900 г. На основе теории квантового излучения и графически представлен на рисунке 18.2.1.

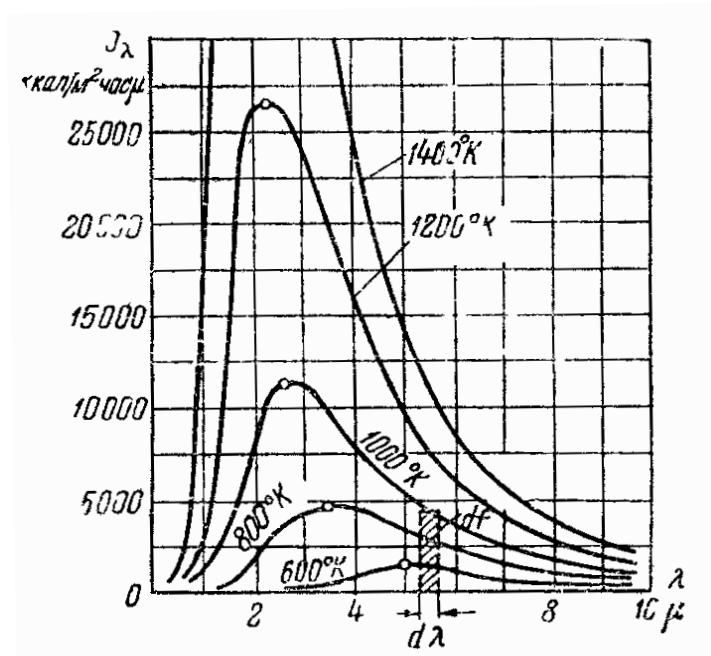


Рис. 18.2.1 Спектр излучения абсолютно черного тела

При построении этого графика для какой-либо температуры T весь диапазон длин волн разбивается на бесконечно малые интервалы $d\lambda$, и над каждым из них строится вертикальная площадка df (заштрихована на рис. 18.2.1), величина которой соответствует количеству энергии dF_λ , излучаемой в час 1 м^2 поверхности тела в форме лучей с соответствующей длиной волны.

Высота каждой элементарной площадки df равна:

$$\frac{dE_\lambda}{d\lambda} = I_\lambda [\text{ккал}/\text{м}^2\text{час } \mu].$$

Величина I_λ показывает, какое количество энергии данных лучей приходится на единицу длины волны, и называется интенсивностью их излучения.

Величина I_λ зависит от длины волны лучей и температуры излучения.

Как показал Планк, для черного излучения

$$I_{\lambda 0} = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (18.2.3)$$

где $e = 2,718$ – основание натуральных логарифмов, c_1 и c_2 – постоянные величины.

При измерении длины волны λ лучей в метрах:

$$c_1 = 3,22 \cdot 10^{-16} \text{ и } c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}.$$

Зависимость интенсивности излучения от длины волны при различных температурах изображается кривыми на рисунке 18.2.1. Площадь под каждой из этих кривых изображает величину общей лучеиспускательной способности черного тела E_0 при данной температуре.

Действительно:

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} dE_\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} I_\lambda f_\lambda d\lambda = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} df.$$

Если подставить в это уравнение значение I_λ из уравнения (18.2.3) и произвести интегрирование, получим:

$$E_0 = \sigma_0 T^4,$$

то есть закон Стефана-Больцмана.

Далее из графика (рис. 18.2.1) видно, что при температурах меньше 1000° абсцис почти вся энергия излучается черным телом в виде лучей с длинами волн от $\lambda = 1\mu$ до $\lambda = 15\mu$, то есть в виде тепловых лучей. Энергия же более коротких световых лучей ($\lambda < 0,8\mu$) и более длинных лучей ($\lambda > 15\mu$) относительно очень мала.

При повышении температуры энергия световых лучей возрастает, и при температуре около 6000° абсцис на долю световых лучей приходится уже около половины всей энергии излучения.

Общее количество энергии, испускаемое одним квадратным метром поверхности тела в течение одного часа по всем направлениям, характеризуется величиной его лучеиспускательной способности E . По каждому же отдельному направлению энергия излучения будет меньше E . Можно показать, что энергия излучения по направлению нормали к поверхности равна:

$$E_n = \frac{E}{\pi}.$$

Энергия же излучения по направлению, составляющему угол φ (рис. 18.2.2) с нормалью к площадке,

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi, \quad (18.2.4)$$

то есть E_φ пропорциональна $\cos \varphi$. Этот закон называется законом косинусов или законом Ламберта.

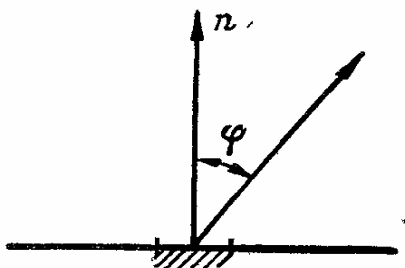


Рис. 18.2.2 Излучение площадки по различным направлениям

18.3 Излучение и поглощение энергии серыми телами

Излучение энергии совершается всеми слоями тела. Но большинство твердых и жидких тел нетеплопрозрачны, и излучение внутренних слоев тела поглощается соседними частицами. Поэтому наружу выходит только излучение тонкого поверхностного слоя, и можно говорить, что твердые и жидкие тела излучают своею поверхностью.

Большинство твердых тел, используемых в технике, может быть отнесено к так называемым серым телам, коэффициент поглощения которых одинаков для лучей всех длин волн и по своей величине меньше единицы. Излучение таких тел содержит лучи всех длин волн, но интенсивность их излучения при любой длине волны равна лишь некоторой постоянной для данного тела доле соответствующей интенсивности черного излучения.

Поэтому спектр серого излучения непрерывен и изображается кривой, подобной кривой спектра черного излучения показанной на рисунке 18.3.1.

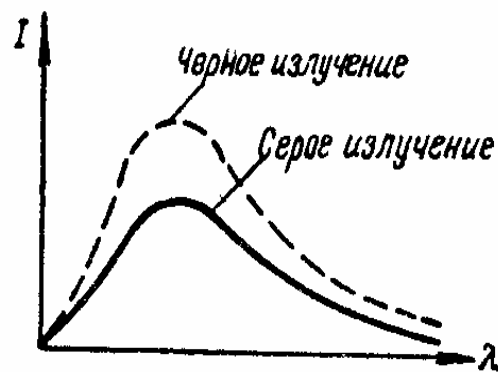


Рис. 18.3.1 Спектр серого излучения

Поэтому же общее излучение энергии серыми телами пропорционально четвертой степени абсолютной температуры и может быть выражено по закону СтеФана-Больцмана, то есть

$$E = c \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad (18.3.1)$$

где c – коэффициент серого излучения, величина которого меньше $c_0 = 4,9$.

При всех температурах $E < E_0$, и отношение

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} < 1 \quad (18.3.2)$$

называется степенью черноты тела.

Из соотношений (18.3.1) и (18.3.2) следует, что

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon \cdot 4,9 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (18.3.3)$$

С другой стороны, по закону Кирхгофа

$$E = AE_0. \quad (18.3.4)$$

Из уравнений (18.3.3) и (18.3.4) видно, что для серых тел

$$A = \varepsilon,$$

то есть коэффициент поглощения серого тела равен его степени черноты.

18.4 Лучистый теплообмен между серыми телами

Параллельные пластины. Рассмотрим теплообмен между двумя серыми параллельными пластинами I и II (18.2.3).

Температуры пластин обозначим через T_1 , и T_2 , а коэффициенты поглощения соответственно через A_1 , и A_2 .

Пусть $T_1 > T_2$.

При относительно небольшом расстоянии между пластинами все излучение одной из них будет целиком попадать на другую.

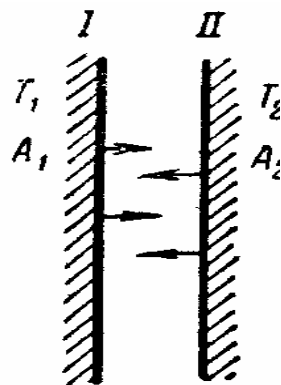


Рис. 18.4.1 Теплообмен излучением

Общий поток лучистой энергии, исходящий от первой пластины (ее эффективное излучение), обозначим через $Q_{эфф1}$ и то же самое для второй пластины – через $Q_{эфф2}$.

Величина лучистого теплообмена между пластинами за 1 час будет:

$$Q_{\lambda} = Q_{\text{эфф}1} - Q_{\text{эфф}2} \quad (18.4.1)$$

между параллельными пластинами

Эффективное излучение первой пластины состоит из ее собственного излучения $E_1 F$ и отраженного излучения второй пластины $(1 - A_1) Q_{\text{эфф}2}$.

Следовательно,

$$Q_{\text{эфф}1} = E_1 F + (1 - A_1) Q_{\text{эфф}2} \quad (18.4.2)$$

Аналогично найдем, что эффективное излучение второй пластины

$$Q_{\text{эфф}2} = E_2 F + (1 - A_2) Q_{\text{эфф}1}. \quad (18.4.3)$$

Уравнения (18.4.2) и (18.4.3) позволяют определить значения $Q_{\text{эфф}1}$ и $Q_{\text{эфф}2}$. Подставляя в уравнение (18.4.2) значение $Q_{\text{эфф}2}$ из уравнения (18.4.3), получим:

$$Q_{\text{эфф}1} = E_1 F + (1 - A_1) E_2 F + (1 - A_1) \cdot (1 - A_2) Q_{\text{эфф}1},$$

откуда

$$Q_{\text{эфф}1} = \frac{E_1 + (1 - A_1) E_2}{1 - (1 - A_1) \cdot (1 - A_2)} F.$$

Раскрыв скобки в знаменателе и сделав приведение подобных членов, найдем:

$$Q_{\text{эфф}1} = \frac{E_1 + (1 - A_1) E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} F. \quad (18.4.4)$$

Точно так же получим:

$$Q_{\text{эфф}2} = \frac{E_2 + (1 - A_2) E_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} F. \quad (18.4.5)$$

Подставляя найденные значения $Q_{\text{эфф}1}$ и $Q_{\text{эфф}2}$ в уравнение (18.4.1), будем иметь:

$$Q_{\lambda} = \frac{E_1 + (1 - A_1) E_2 - E_2 - (1 - A_2) E_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} F$$

или после элементарных преобразований и замены коэффициентов поглощения равными им степенями черноты пластин получим:

$$Q_{\lambda} = \frac{\varepsilon_2 E_1 - \varepsilon_1 E_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} F. \quad (18.4.6)$$

Выражая величины E_1 и E_2 по закону Стефана-Больцмана

$$\left[E = \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \right]$$

и производя элементарные преобразования, получим:

$$Q_{\lambda} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F [\text{ккал/час}] \quad (18.4.7)$$

или за время τ часов:

$$Q_{\lambda} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F \tau = c_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F \tau [\text{ккал}], \quad (18.4.8)$$

то есть лучистый теплообмен между серыми пластинами пропорционален разности четвертых степеней их абсолютных температур, поверхности пластин и времени теплообмена.

Разность четвертых степеней температур тел, участвующих в теплообмене, называется температурным множителем.

Коэффициент же пропорциональности

$$c_{np} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad (18.4.9)$$

называется приведенным (видимым) коэффициентом излучения данной системы тел.

Из уравнения (18.4.8) видно, что этот коэффициент равен:

$$c_{np} = \frac{Q_{\lambda}}{\left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F \tau} [\text{ккал/м}^2 \text{час} \cdot \text{град}^4]$$

и представляет количество тепла, переданного излучением от первой пластины на вторую за время в 1 час, при условии, что поверхность каждой пластины равна 1 м^2 и разность четвертых степеней их температур равна одному градусу.

Сокращая выражение (18.4.9) на $\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0$, возможно представить его также в следующем виде:

$$c_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1 c_0} + \frac{1}{\varepsilon_2 c_0} - \frac{1}{c_0}} = \frac{1}{\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_0}}, \quad (18.4.10)$$

где c_1 , и c_2 – коэффициенты излучения пластин.

Величина, обратная приведенному коэффициенту излучения, называется термическим сопротивлением лучистому теплообмену в данной системе.

Для параллельных пластин

$$R_{\lambda} = \frac{1}{c_{np}} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_0} [\text{град}^4 / \text{ккал} / \text{м}^2 \text{час}] \quad (18.4.11)$$

и представляет разность четвертых степеней температур пластин, при которой теплообмен между пластинами за 1 час равен одной килокалории на каждый квадратный метр поверхности пластин.

Выражение для R_{λ} может быть представлено в виде:

$$R_{\lambda} = \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{2c_0} \right) + \left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{2c_0} \right), \quad (18.4.12)$$

где слагаемое $\left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{2c_0} \right)$ представляет сопротивление переходу лучистой энергии с поверхности первой пластины в окружающее пространство, а $\left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{2c_0} \right)$ – сопротивление переходу лучистой энергии из окружающего пространства на поверхность второй пластины.

Вводя понятие о сопротивлении лучистому теплообмену, уравнение (18.4.8) можно написать в виде:

$$Q_{\lambda} = \frac{1}{R_{\lambda}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F \tau. \quad (18.4.13)$$

2. Тела, из которых одно находится внутри другого. Этот практически важный случай теплообмена представлен на рисунке 18.4.2.

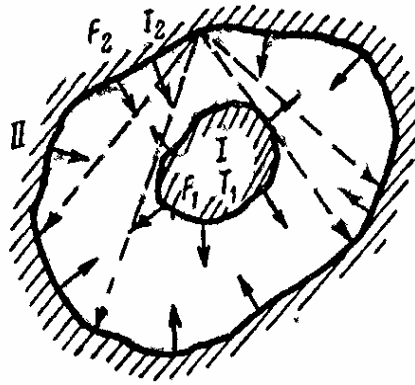


Рис. 18.4.2 Теплообмен излучением между телами, из которых одно находится внутри другого

Более нагретое тело I находится в полости тела II, имеющего более низкую температуру. При таких условиях происходит, например, лучистый теплообмен между отопительным или иным паропроводом и стенками канала, внутри которого он проложен.

Обозначим, как и в предыдущем случае, общие потоки лучистой энергии, исходящие от тел I и II, соответственно через $Q_{эфф1}$ и $Q_{эфф2}$.

В рассматриваемом случае на I тело попадает лишь некоторая доля φ излучения $Q_{эфф2}$ тела II, остальная часть, минуя тело I, попадает снова на поверхность тела II. Величина лучистого теплообмена между телами I и II за час определяется из уравнения:

$$Q_l = Q_{эфф1} - \varphi Q_{эфф2}, \quad (18.4.14)$$

где φ – доля общего потока энергии $Q_{эфф2}$, падающая на тело I.

Эффективное излучение $Q_{эфф1}$ внутреннего тела I состоит из собственного излучения $E_1 F_1$ тела I и из отраженного излучения $(1 - A_1) \varphi Q_{эфф2}$ тела II.

Поэтому

$$Q_{эфф1} = E_1 F_1 + (1 - A_1) \varphi Q_{эфф2}. \quad (18.4.15)$$

Эффективное излучение $Q_{эфф2}$ тела II состоит из собственного излучения $E_2 F_2$, отраженного излучения $(1 - A_2) Q_{эфф1}$ тела I и отраженного собственного излучения $(1 - A_2)(1 - \varphi) Q_{эфф2}$.

Поэтому

$$Q_{\text{эфф}2} = E_2 F_2 + (1 - A_2) Q_{\text{эфф}1} + (1 - A_2) \cdot (1 - \varphi) Q_{\text{эфф}2}. \quad (18.4.16)$$

Решая совместно полученные уравнения (18.4.15) и (18.4.16), можно определить значения $Q_{\text{эфф}1}$ и $Q_{\text{эфф}2}$ и, подставив их в уравнение (18.4.14), получить основное выражение для лучистого теплообмена $Q_{\text{л}}$. Заменяя далее в полученном уравнении коэффициенты поглощения A_1 , и A_2 тел их степенями черноты ε_1 и ε_2 и выразив величины лучеиспускательных способностей тел E_1 и E_2 по закону Стефана-Больцмана, найдем:

$$Q_{\text{л}} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0}{\varepsilon_2 + \varphi(\varepsilon_1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2)} \left[F_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \varphi F_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (18.4.17)$$

В этом уравнении остается неизвестной доля φ излучения тела II , падающего на тело I .

Величина φ зависит только от величин поверхностей тел I и II и не зависит от их температуры.

Для определения φ предположим, что температуры обоих тел равны, то есть что $T_1 = T_2$. В этом частном случае лучистый теплообмен $Q_{\text{л}}$ между телами равен нулю.

Правая часть уравнения (18.4.17) обратится в нуль, когда будет равно нулю выражение, стоящее в квадратных скобках, то есть при условии:

$$F_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \varphi F_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 = 0$$

При $T_1 = T_2$ будем иметь:

$$F_1 - \varphi F_2 = 0,$$

откуда найдем:

$$\varphi = \frac{F_1}{F_2}.$$

Подставляя полученное значение φ в уравнение (18.4.17) окончательно найдем:

$$Q_{\text{л}} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0}{\varepsilon_2 + \frac{F_1}{F_2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2)} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1 = c_{\text{нр}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1, \quad (18.4.18)$$

где через c_{np} обозначен приведенный коэффициент излучения данной системы тел, то есть

$$c_{np} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0}{\varepsilon_2 + \frac{F_1}{F_2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_1 \varepsilon_2)}. \quad (18.4.19)$$

Если поверхность F_1 мала по сравнению с поверхностью F_2 , то отношение $\frac{F_1}{F_2} \approx 0$ и формула (18.4.18) принимают вид:

$$Q_{л} = \varepsilon c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1.$$

3. *Произвольно расположенные тела.* В общем случае, когда форма и расположение тел произвольны, величина лучистого теплообмена между ними определяется по уравнению:

$$Q_{л} = c_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] H_{л} [\text{ккал/час}]. \quad (18.4.20)$$

В этом уравнении через $H_{л}$ обозначена так называемая эффективная лучевоспринимающая поверхность, величина которой зависит от размеров, формы и взаимного расположения тел.

Величина $H_{л}$ не может быть больше наименьшей из поверхностей F_1 и F_2 , и ее отношение к одной из них, например к F_1 , то есть отношение

$$\frac{H_{л}}{F_1} = \psi \leq 1,$$

называется угловым коэффициентом данной системы.

Для определения величины ψ при заданных конкретных условиях предложено несколько аналитических и графических методов.

Для случаев взаимного расположения тел *I* и *II*, имеющих большое значение для практики, значения ψ приводятся в специальной литературе и справочниках.

Приведенный коэффициент излучения системы (18.4.20) определяется из соотношения:

$$c_{np} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 c_0.$$

Необходимо отметить, что в ряде случаев величина $\left(\frac{T_2}{100}\right)^4$, входящая слагаемым в температурный множитель и учитывающая обратное излучение, бывает мала по сравнению с $\left(\frac{T_1}{100}\right)^4$ и ею без заметной погрешности можно пренебречь.

4. *Экраны для защиты от излучения.* На практике иногда возникает необходимость уменьшить лучистый теплообмен между телами, например, при теплотехнических измерениях, для предохранения обслуживающего персонала от действия излучения раскаленных тел, для снижения потерь тепла нагретыми телами и т. д.

Одним из средств для уменьшения лучистого теплообмена служат экраны, выполняемые часто в виде тонких металлических листов (плоских или цилиндрических), устанавливаемых между горячим и холодным телами (рис. 18.4.3).

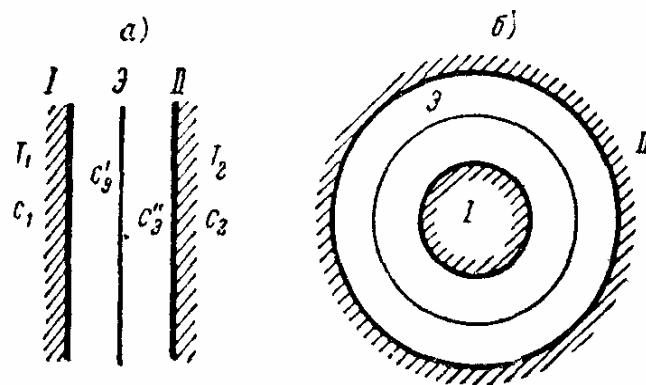


Рис. 18.4.3 Плоский(а) и концентрический(б) экраны

При этом термическое сопротивление лучистому теплообмену между телами возрастает и лучистый теплообмен уменьшается.

Величину лучистого теплообмена между телами при наличии экрана можно определить, пользуясь понятиями о сопротивлениях переходу лучистой энергии от поверхности в пространство и наоборот.

Так, в случае установки экрана между двумя параллельными пластинами (рис. 18.4.3) общее сопротивление лучистому теплообмену будет:

$$R_{\lambda} = \left(\frac{1}{c_1} - \frac{1}{2c_0} \right) + \left(\frac{1}{c_{\varepsilon 1}} - \frac{1}{2c_0} \right) + \left(\frac{1}{c_{\varepsilon 2}} - \frac{1}{2c_0} \right) + \left(\frac{1}{c_2} - \frac{1}{2c_0} \right), \quad (18.4.21)$$

где через c_1 и c_2 обозначены коэффициенты излучения пластин, а через $c_{\varepsilon 1}$ и $c_{\varepsilon 2}$ – коэффициенты излучения обеих поверхностей экрана. При определении R_{λ} сопротивление теплопроводности экрана не учитывалось, так как предполагалось, что экран выполнен в форме тонкого металлического листа, сопротивлением которого можно пренебречь.

После определения R_{λ} величина теплообмена между пластинами определится по уравнению:

$$Q_{\lambda} = \frac{1}{R_{\lambda}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F [\text{ккал/час}].$$

Как видно из выражений (18.4.12) и (18.4.21), при установке даже одного экрана между пластинами термическое сопротивление лучистому теплообмену значительно возрастает и соответственно уменьшается величина теплообмена.

При необходимости очень сильно уменьшить теплообмен можно установить между телами несколько экранов.

Пользуясь методом, аналогичным приведенному выше, для случая плоских пластин, можно в каждом конкретном случае определить сопротивление лучистому теплообмену и величину теплообмена между телами при наличии экранов.

18.5 Излучение и поглощение энергии газами

Различные газы обладают неодинаковой способностью поглощения лучистой энергии, а значит и ее излучения.

Так, одно- и двухатомные газы и их смеси (O_2 , N_2 , воздух и др.) обладают ничтожно малой поглотительной способностью и практически являются диатермичными, то есть они вообще почти не поглощают и не излучают энергии.

Трех- и более атомные газы обладают уже заметной поглотительной, а следовательно, и излучательной способностью. При высокой температуре излучение таких трехатомных газов, как углекислый (CO_2) газ, сернистый (SO_2) газ и водяной пар (H_2O), образующихся при сгорании топлива, имеет большое значение для работы паровых котлов и других теплообменных устройств. Исследования показали, что излучение этих газов по своему характеру значительно отличается от излучения твердых (серых) тел.

Поглощение и излучение энергии этими газами являются селективными (избирательными), то есть они поглощают лучистую энергию и излучают ее только в определенных интервалах (полосах) длин волн, расположенных в различных частях спектра. Лучи остальных длин волн газами не поглощаются и не излучаются. Вид так называемого «полосчатого» спектра газов представлен на рисунке 18.5.1.

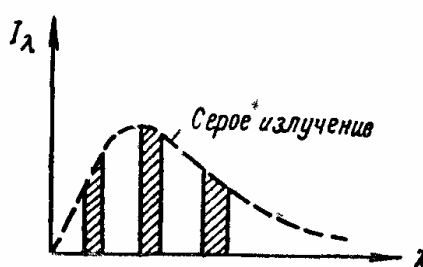


Рис. 18.5.1 Спектр излучения трехатомного газа

Далее лучистая энергия поглощается (и излучается) всем объемом газа, а не только его поверхностными слоями как в твердых телах.

Интенсивность объемного газового поглощения (и излучения) энергии зависит от числа молекул газа, расположенных на пути лучей в газе. Последнее же будет пропорционально величине произведения

p^l из средней толщины l газового слоя и парциального давления p излучающего газа.

Кроме того, интенсивность излучения энергии газами, так же как и другими телами, зависит от температуры газа T_g , увеличиваясь с увеличением последней.

Опыт показывает, что излучение CO_2 пропорционально $T^{3.5}$, а излучение водяного пара – T^3 .

Количество энергии, излученной газом за один час, отнесенное к одному квадратному метру поверхности ограничивающих газ стенок, называется удельной энергией его излучения или лучеиспускательной способностью газа и обозначается через q_g .

Величина q_g измеряется в $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час}$ и зависит, как сказано выше, от температуры газа T_g и произведения p^l , то есть

$$q_g = f(T_g, p^l).$$

Величина q_g всегда меньше лучеиспускательной способности E_0 абсолютно черного тела при той же температуре. Отношение

$$\frac{q_g}{E_0} = \varepsilon_g \tag{18.5.1}$$

называется степенью черноты или коэффициентом поглощения газа.

В отличие от серых тел величина ε_g не является постоянной, а зависит от тех же факторов, от которых зависит q_g , то есть

$$\varepsilon_g = f(T_g, p^l). \tag{18.5.2}$$

Из уравнения (18.5.1) следует, что

$$q_g = \varepsilon_g E_0,$$

а так как

$$E_0 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

то

$$q_g = \varepsilon c_0 \left(\frac{T_g}{100} \right)^4 [\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час}] \tag{18.5.3}$$

и

$$Q_g = q_g F = \varepsilon c_0 \left(\frac{T_g}{100} \right)^4 F [\text{ккал}/\text{час}], \tag{18.5.4}$$

где F – поверхность ограничивающих газ стенок.

Формула (18.5.4) является условной, так как излучение газов не пропорционально T^4 , но если степень черноты газа определена по уравнению (18.5.1), то она дает верный результат и удобна для расчетов.

Для быстрого определения соответствующих значений степеней черноты углекислого газа и водяного пара пользуются графиками, представленными на рисунках 18.5.2 и 18.5.3. Пользование этими графиками не представляет затруднений.

Графиком рисунка 18.5.2 для CO_2 можно пользоваться и для определения степени черноты смеси CO_2 и SO_2 , суммарное количество которых обычно обозначается через RO_2 :

$$RO_2 = CO_2 + SO_2.$$

Исследования показали, что степень черноты CO_2 при каждой данной температуре зависит от произведения pl , а не от каждой из этих величин в отдельности. Поэтому значение степени черноты CO_2 полностью определяется значениями T_2 и pl .

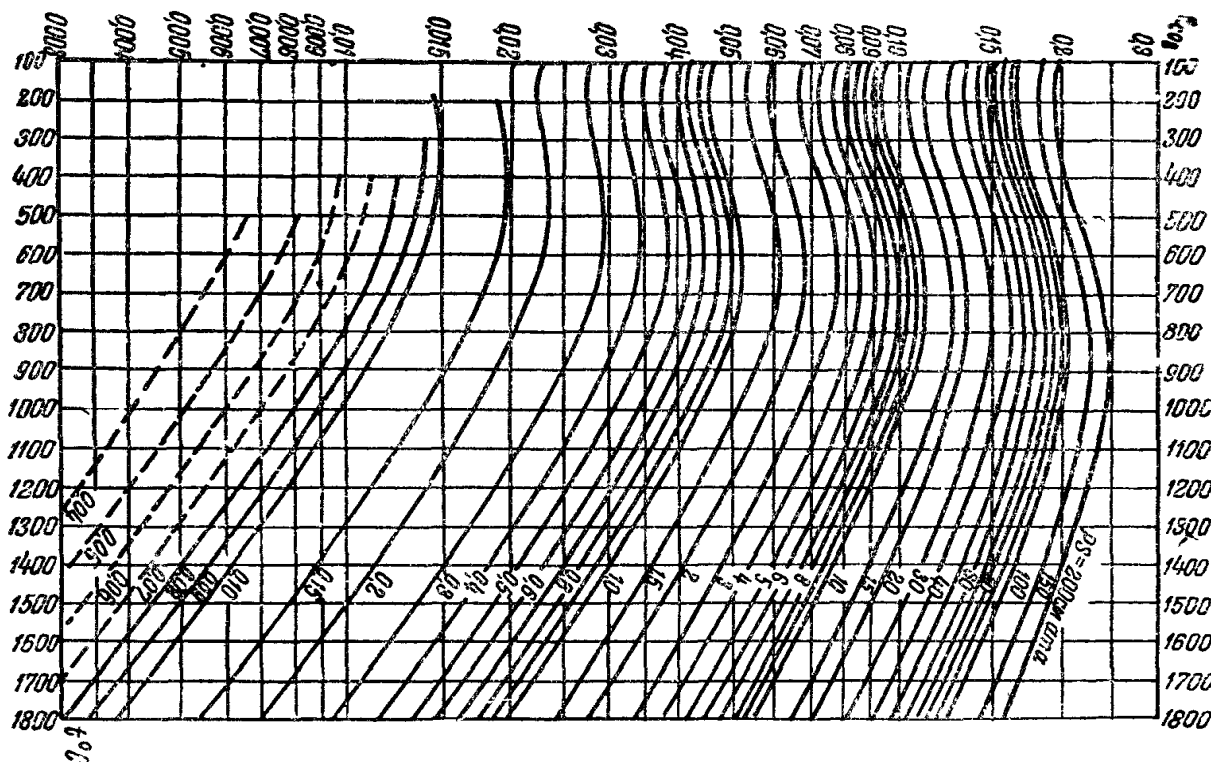


Рис. 18.5.2 Номограмма для определения степени черноты углекислоты CO_2

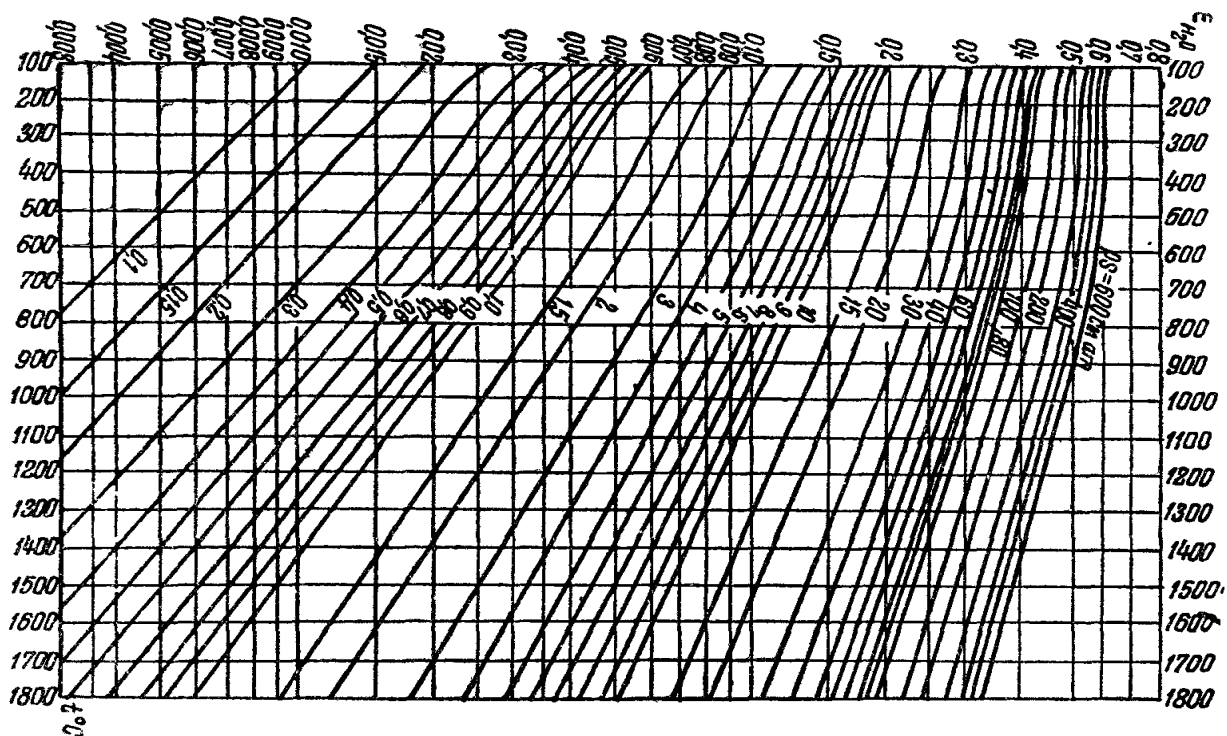


Рис. 18.5.3 Номограмма для определения степени черноты водяного пара ε_{H_2O}

Для водяного же пара зависимость (18.5.2) не вполне точна, и при определении степени черноты водяного пара приходится еще вводить поправку β , зависящую только от давления p_{H_2O} . Определение этой поправки производится по вспомогательному графику рисунка 18.5.4.

Таким образом, по графику рисунка 18.5.4 определяется только предварительная величина степени черноты водяного пара ε_{H_2O} . Затем по графику рисунка 18.5.4 определяется поправка β , зависящая от давления p_{H_2O} , и находится окончательная величина степени черноты водяного пара:

$$\varepsilon_{H_2O} = \varepsilon_{H_2O}^0 \beta. \quad (18.5.5)$$

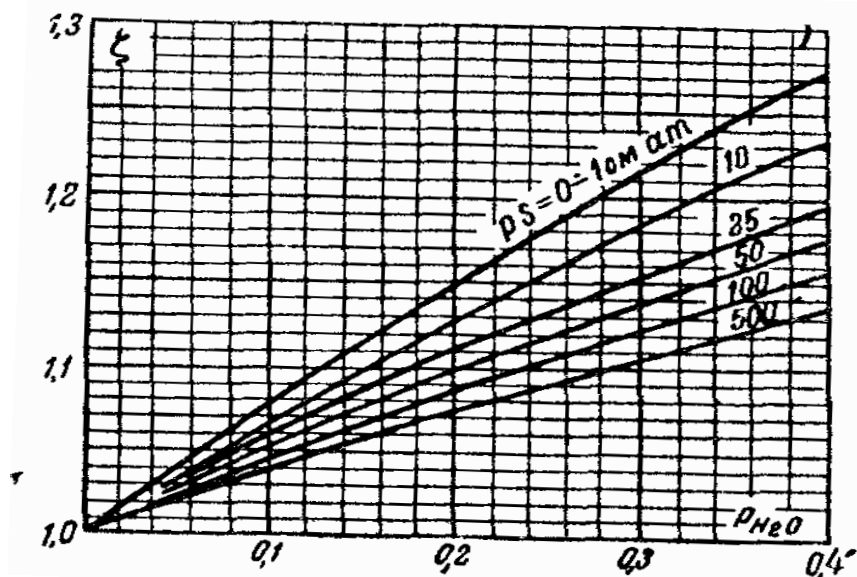


Рис. 18.5.4 Номограмма для определения поправки на парциальное давление водяных паров

Степень черноты смеси трехатомных газов RO_2 и H_2O определяются обычно суммированием степеней черноты этих газов, то есть

$$\varepsilon = \varepsilon_{RO_2} + \varepsilon_{H_2O}. \quad (18.5.6)$$

Строго говоря, величина ε несколько меньше, чем сумма ε_{RO_2} и ε_{H_2O} , так как одни из этих газов, например RO_2 , могут частично поглощать излучение других, например H_2O . Однако соответствующая поправка сравнительно мала и при технических расчетах не учитывается.

18.6 Лучистый теплообмен между газом и стенкой (теплоотдача излучением)

Величина удельного теплообмена излучением между газом и серой стенкой q_l [ККАЛ/М² час] меньше, чем удельная энергия излучения газа, так как последняя представляет количество энергии, излучаемой газом в окружающее пространство, которое можно рассматривать как абсолютно черное тело при 0° абс. Величина же теплоотдачи излучением представляет разность эффективных излучений газа и стенки.

Относительная величина эффективного излучения стенки зависит главным образом от отношения абсолютных температур стенки и газа, то есть отношения $\frac{T_{cm}}{T_2}$. Как показывают опыты и расчеты, при отношениях $\frac{T_{cm}}{T_2}$ меньше 0,3 эффективное излучение стенки составляет приблизительно 1% от излучения газа.

При отношениях же $\frac{T_{cm}}{T_2} > 0,3$ относительная величина обратного излучения стенки возрастает, и ее необходимо учитывать.

Точный расчет лучистой теплоотдачи затруднителен, и его обычно производят приближенными методами.

Наиболее просто учет обратного излучения стенок может быть произведен с помощью поправочного коэффициента ζ , вводимого в формулу (18.5.4) газового излучения.

Величина лучистого теплообмена между газом и стенкой определится тогда-по уравнению:

$$Q_{\lambda} = \varepsilon_g c_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 F \zeta [\text{ккал/час}], \quad (18.6.1)$$

где ζ – поправочный коэффициент, учитывающий обратное излучение стенки и определяемый в зависимости от отношения $\frac{T_{cm}}{T_2}$ по специальному графику, приведенному на рисунке 18.6.1.

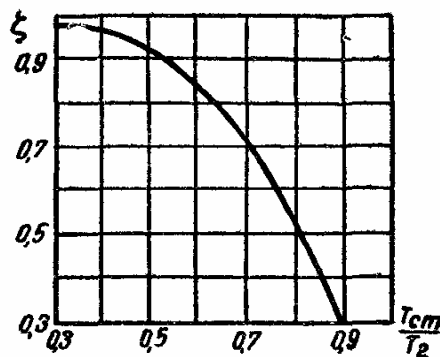


Рис. 18.6.1 Коэффициент ζ в формуле (18.6.1)

Обычно теплообмен между газом и стенкой совершается одновременно и соприкосновением и излучением.

Теплоотдача соприкосновением

$$Q_c = \alpha_c (T_2 - T_{cm}) F [\text{ккал/час}]. \quad (18.6.2)$$

Теплота излучением

$$Q_l = \varepsilon_2 c_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 F \zeta [\text{ккал/час}]. \quad (18.6.3)$$

Общая же теплоотдача

$$Q = Q_c + Q_l \quad (18.6.4)$$

то есть она выражается суммой двух величин, одна из которых пропорциональна разности температур $(T_2 - T_{cm})$, а вторая – четвертой степени абсолютной температуры.

Для удобства расчетов величину лучистой теплоотдачи нередко выражают уравнением, аналогичным уравнению теплоотдачи соприкосновением, то есть полагают:

$$Q_l = \alpha_l (T_2 - T_{cm}) F, \quad (18.6.5)$$

где α_l – условный коэффициент теплоотдачи излучением, имеющий размерность $\text{ккал/м}^2 \text{ час град}$, то есть такую же, как и α_c .

Величина α_l может быть определена из сопоставления выражений (18.6.3) и (18.6.5):

$$\alpha_l = \frac{Q_l}{(T_2 - T_{cm}) F} = \frac{\varepsilon_2 c_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \zeta}{T_2 - T_{cm}}. \quad (18.6.7)$$

Если Q_l выразить уравнением (18.6.5), то выражение (18.6.4) для общей теплоотдачи принимает весьма простой вид, а именно:

$$Q_l = \alpha_c (T_2 - T_{cm}) F + \alpha_l (T_2 - T_{cm}) F = (\alpha_c + \alpha_l) (T_2 - T_{cm}) F = \alpha (T_2 - T_{cm}) F, \quad (18.6.8)$$

где $\alpha = \alpha_c + \alpha_l$ – общий коэффициент теплоотдачи, равный сумме коэффициентов теплоотдачи соприкосновением (α_c) и излучением (α_l).

18.7 Излучение пламени

Сгорание топлив в топочных устройствах и двигателях внутреннего сгорания обычно сопровождается образованием пламени. В зависимости от рода топлива и условий его сгорания образующееся пламя может быть почти бесцветным или светящимся.

Почти бесцветное, синеватое пламя образуется при сгорании газов CO , H_2 и другие, а также кокса, антрацита и др. Такое пламя представляет свечение раскаленных газов, образующихся при горении топлива, и его излучение может быть подсчитано по приведенным формулам.

При наличии в пламени раскаленных частиц летучей золы, сажи и продуктов разложения углеводородов оно получается светящимся и обычно называется факелом.

Свечение и излучение факела определяются содержанием и размерами сажи и золы в нём и зависят от рода топлива и условий его сжигания.

Поэтому теоретическое определение степени черноты факела ε_ϕ затруднительно, и при расчетах обычно пользуются опытными данными.

Затруднительно также определение температуры факела T_ϕ . При топочных расчетах эта температура условно принимается равной теоретической температуре горения топлива T_1 , то есть $T_\phi = T_1$.

Теоретической температурой горения топлива называется температура, до которой в условиях топки нагрелись бы топочные газы, если бы отсутствовала лучистая отдача тепла поверхностям нагрева.

Если степень черноты и температура факела будут известны, то приближенная величина излучения факела на окружающие его стенки может быть определена по уравнению:

$$Q_\phi = \varepsilon_\phi \varepsilon_{cm} c_0 \left[\left(\frac{T_\phi}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right] F_{cm} [\text{ккал/час}], \quad (18.7.1)$$

где F_{cm} — поверхность стенок, воспринимающих излучение пламени.

19 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ СТЕНКУ

19.1 Теплопередача через плоскую стенку при постоянных температурах жидкостей

а) *Общая характеристика процесса.* Под теплопередачей через стенку понимается теплообмен между двумя жидкостями (капельными или упругими), разделенными твердой стенкой.

Этот вид теплообмена имеет самое широкое распространение в практике. Примерами его могут служить: передача тепла от дымовых газов воде через стенки кипятильных труб в паровых котлах, передача тепла от конденсирующегося пара воде через стенки трубок в поверхностных конденсаторах и пароводяных подогревателях, передача тепла от преющей воды воздуху помещений через стенки нагревательных приборов в системах центрального отопления и т. п. Теплопередача через стенку является сложным видом теплообмена, в процессе которого тепло передается всеми способами.

Действительно, от греющей жидкости стенке тепло передается излучением и соприкосновением, через стенку – теплопроводностью и, наконец, от стенки нагреваемой жидкости – соприкосновением.

Рассмотрим прежде всего процесс теплопередачи через плоскую однослойную стенку (рис. 19.1.1).

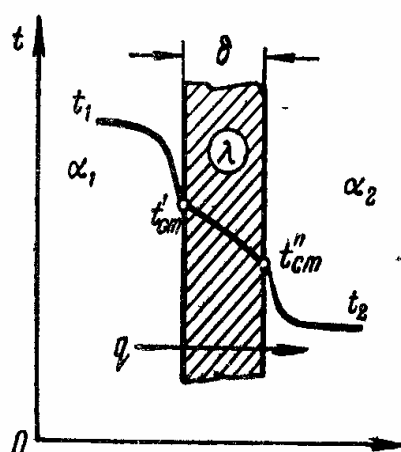


Рис. 19.1.1 Теплопередача через плоскую стенку

Греющая жидкость имеет температуру t_1 , а нагреваемая жидкость – температуру t_2 , причем в ходе теплопередачи температуры обеих жидкостей постоянны. Примером такого процесса может служить передача тепла от конденсирующегося пара кипящей воде.

Характер изменения температуры жидкостей около стенки и в самой стенке схематически представлен на рисунке 19.1.1.

б) *Основное уравнение теплопередачи. Коэффициент теплопередачи.* Как показали опыты, количество тепла, переданного от одной жидкости другой через стенку, пропорционально разности температур жидкостей, поверхности стенки F и времени τ , то есть

$$Q = k(t_1 - t_2)F\tau[\text{ккал}] \quad (19.1.1)$$

Коэффициент пропорциональности k называется коэффициентом теплопередачи и представляет количество тепла, передаваемое от одной жидкости другой через один квадратный метр поверхности стенки при разности температур между жидкостями в один градус. Размерность этого коэффициента $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час град}$.

Уравнение (19.1.1) называется уравнением теплопередачи.

Для удельного теплового потока соответственно будем иметь:

$$q = k(t_1 - t_2) [\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час}]. \quad (19.1.2)$$

Коэффициент теплопередачи k связан определенной зависимостью с коэффициентами теплоотдачи обеих жидкостей (α_1 и α_2) и теплопроводностью стенки.

Эту зависимость можно весьма просто установить, воспользовавшись понятием термического сопротивления теплопередаче R под которым понимается величина, обратная k :

$$R = \frac{1}{k}.$$

Соответственно уравнение (19.1.2) может быть переписано в виде:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{R} = \frac{\Delta R}{R}, \quad (19.1.3)$$

то есть удельный тепловой поток через разделительную стенку равен разности температур жидкостей, деленной на термическое сопротивление теплопередаче.

При теплопередаче через стенку тепловой поток последовательно преодолевает три отдельных (частных) термических сопротивления:

а) сопротивление теплоотдаче со стороны греющей жидкости

$$R_1 = \frac{1}{\alpha_1};$$

б) сопротивление разделительной однослойной стенки $R_{cm} = \frac{\delta}{\lambda}$;

в) сопротивление теплоотдаче со стороны нагреваемой жидкости $R_2 = \frac{1}{\alpha_2}$, где α_1 и α_2 – коэффициенты теплоотдачи жидкостей.

Термическое сопротивление теплоотдаче будет равно сумме всех этих частных сопротивлений, то есть

$$R = R_1 + R_{cm} + R_2 = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (19.1.4)$$

Коэффициент же теплоотдачи k будет:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (19.1.5)$$

Если разделительная стенка многослойная, то её термическое сопротивление равно $R_{cm} = \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}$, и для термического сопротивления и коэффициента теплопередачи получим выражения:

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (19.1.6)$$

и

$$k = \frac{1}{R} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (19.1.7)$$

Таким образом, развернутое уравнение для удельного теплового потока при теплопередаче через плоскую стенку примет вид:

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}} (t_1 - t_2) [\text{ккал} / \text{м}^2 \text{час}]. \quad (19.1.8)$$

Из формулы (19.1.7) видно, что коэффициент теплопередачи k всегда меньше каждого из коэффициентов теплоотдачи k и α_2 .

Нередко при теплопередаче через чистую металлическую стенку ее термическим сопротивлением пренебрегают, так как оно мало по сравнению с сопротивлениями теплоотдачи $\frac{1}{\alpha_1}$ и $\frac{1}{\alpha_2}$.

В этом случае

$$k \approx \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Если, кроме того, один из коэффициентов теплоотдачи значительно меньше другого, например $\alpha_1 \ll \alpha_2$, то второй оказывает малое влияние на величину k . В этом случае значение коэффициента теплопередачи k будет весьма близко к величине α , то есть

$$k \approx \alpha_1.$$

в) *Температуры на поверхностях разделительной стенки.* Разность температур, которая устанавливается между двумя изотермическими поверхностями, равна произведению из удельного теплового потока на термическое сопротивление между ними. Поэтому в процессе теплопередачи через стенку будем иметь:

$$t_1 - t_{cm} = qR_1 = q \frac{1}{\alpha_1}; \quad (19.1.9)$$

$$t'_{cm} - t''_{cm} = qR_{cm}; \quad (19.1.10)$$

$$t''_{cm} - t_2 = qR_2 = q \frac{1}{\alpha_2}. \quad (19.1.11)$$

Пользуясь этими уравнениями, по известной величине теплового потока q можно определить через t_1 или через t_2 значения температур на поверхностях стенки.

Из уравнения (19.1.9) имеем:

$$t'_{cm} = t_1 - qR_1 = t_1 - q \frac{1}{\alpha_1}. \quad (19.1.12)$$

Из уравнений же (19.1.10) и (19.1.11) имеем:

$$t''_{cm} = t_1 - q(R_1 + R_{cm}) = t_1 - q\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}\right). \quad (19.1.13)$$

Полученные уравнения определяют значения температур на поверхностях стенки через t_1 .

Эти же температуры могут быть выражены и через t_2 .

В этом случае будем иметь:

$$t''_{cm} = t_2 + qR_2 = t_2 + q\frac{1}{\alpha_2} \quad (19.1.14)$$

и

$$t'_{cm} = t_2 + q(R_2 + R_{cm}) = t_2 + q\left(\frac{1}{\alpha_2} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}\right). \quad (19.1.15)$$

Двойное определение температур стенки позволяет делать проверку получаемых результатов.

19.2 Теплопередача через стенки трубы при постоянных температурах жидкостей

1. Тепловой поток. В случае теплопередачи через стенку однослойной трубы характер изменения температур жидкости около стенок трубы и в самой стенке представлен на рисунке 19.2.1.

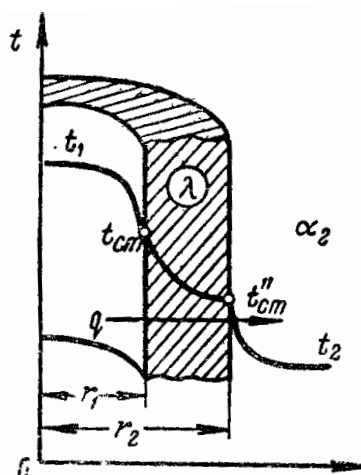


Рис. 19.2.1 Теплоотдача через стенки трубы

Удельный тепловой поток через стенки трубы удобнее относить не к одному квадратному метру ее поверхности, а к одному погонному метру ее длины.

Величину этого удельного теплового потока, обозначаемую через q_l , найдем, пользуясь понятием термического сопротивления. При этом

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{t_1 - t_2}{R_l} = k_l(t_1 - t_2) [\text{ккал}/\text{м} \cdot \text{час}], \quad (19.2.1)$$

где R_l и k_l – термическое сопротивление и коэффициент теплопередачи, отнесенные к длине трубы в один метр.

Общее сопротивление теплопередаче R_l складывается из отдельных частных сопротивлений, а именно из сопротивлений теплоотдаче со стороны жидкостей R_{l1} и R_{l2} и стенки трубы R_{cm} .

Если отнесем отдельные термические сопротивления к одному метру длины трубы, то получим для них следующие выражения:

а) сопротивление теплоотдаче со стороны греющей жидкости

$$R_{l1} = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1},$$

где α_1 – коэффициент теплоотдачи греющей жидкости, отнесенный к одному квадратному метру внутренней поверхности трубы, $\text{ккал}/\text{м}^2 \text{ час град}$;

$\alpha_1 \pi d_1$ – коэффициент теплоотдачи греющей жидкости, отнесенный к одному метру длины трубы, $\text{ккал}/\text{м час град}$;

б) сопротивление теплоотдаче со стороны нагреваемой жидкости

$$R_{l2} = \frac{1}{\alpha_2 \pi d_2};$$

в) сопротивление стенок трубы, как было выяснено ранее в разделе теплопроводности,

$$R_{cm} = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}.$$

Суммируя величины отдельных сопротивлений, получим сопротивление теплопередаче одного метра длины трубы:

$$R_l = \frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\pi d_2 \alpha_2} \quad (19.2.2)$$

и соответственно коэффициент теплопередачи

$$k_l = R_l = \frac{1}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\pi d_2 \alpha_2}} \text{ [ккал/м час град]}. \quad (19.2.3)$$

На основании уравнений (19.2.1) и (19.2.3) получим следующее развернутое выражение для удельного теплового потока:

$$q_l = \frac{1}{\frac{1}{\pi d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\pi d_2 \alpha_2}} (t_1 - t_2) \text{ [ккал/м час]}. \quad (19.2.4)$$

2. *Температуры на поверхности трубы.* Эти температуры найдутся по общему правилу, согласно которому:

$$t'_{cm} = t_1 - q_l R_{l1} \quad \text{и} \quad t''_{cm} = t_1 - q_l (R_{l1} + R_{l2}).$$

Если выразить их через t_2 , то получим:

$$t''_{cm} = t_2 + q_l R_{l2}; \quad t'_{cm} = t_2 + q_l (R_{l2} + R_{lcm}).$$

Выражение для теплового потока при теплопередаче через многослойную трубу может быть получено из уравнения (19.2.3) при замене в нем термического сопротивления стенок однослойной трубы

$$R_{lcm} = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \text{ термическим сопротивлением стенок многослойной трубы } R_{lcm} = \sum \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}.$$

Приведенными выражениями (19.2.2), (19.2.3) и другими следует пользоваться только для расчета теплопередачи через стенки труб малого диаметра, покрытых сравнительно толстым слоем изоляции,

когда отношение $\frac{d_n}{d_{en}} > 2$.

При отношениях же $\frac{d_n}{d_{en}} < 2$ расчет теплопередачи через стенки труб можно с достаточной точностью вести по формулам плоской стенки, определяя поверхность трубы по величине ее среднеарифметического диаметра.

20 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ТЕПЛООБМЕННИКАХ

20.1 Теплообменники и условия теплопередачи в них

1. Типы теплообменников и схемы движения теплоносителей.

Теплообменными аппаратами или теплообменниками называются устройства, предназначенные для передачи тепла от одного теплоносителя другому. В качестве теплоносителей в таких устройствах используются как капельные жидкости, так и упругие (газы и пары), а самые аппараты изготавливаются рекуперативными, регенеративными и смешительными.

В регенеративных аппаратах более нагретый теплоноситель отдает тепло аккумулирующему устройству, от которого оно затем передается более холодному. К таким аппаратам относятся, например, регенераторы мартеновских печей.

В смешительных аппаратах теплопередача происходит в процессе непосредственного смешения обоих теплоносителей. Примерами таких устройств могут служить смешивающие конденсаторы паровых двигателей, в которых пар смешивается с охлаждающей водой, градирни и др.

Особенно широкое применение в теплосиловых установках имеют рекуперативные аппараты, в которых тепло передается от одной жидкости другой через разделительную стенку (поверхность нагрева). Примерами таких устройств могут служить паровые котлы, пароперегреватели, пароводяные подогреватели, поверхностные конденсаторы паровых турбин, нагревательные приборы систем центрального отопления и др. Только такие теплообменники будут рассмотрены в дальнейшем.

Для обеспечения непрерывности действия эти аппараты делаются проточными, причем греющая и нагреваемая жидкости непрерывно движутся по обе стороны разделительной стенки.

Греющая жидкость отдает тепло, и ее температура понижается, а нагреваемая воспринимает тепло, и ее температура повышается.

На рисунке 20.1.1 представлена схема змеевикового пароперегревателя. Нагреваемая жидкость (пар) движется по системе змеевиков, омываемых потоком горячих дымовых газов, отдающих тепло пару.

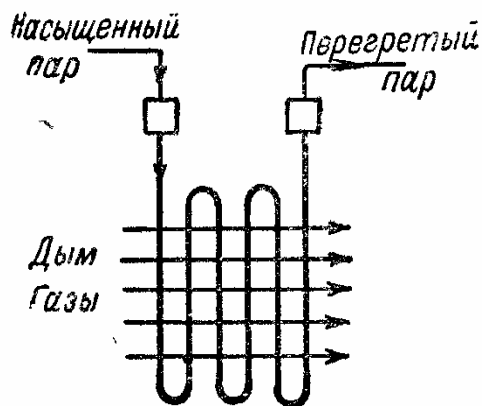


Рис. 20.1.1 Схема пароперегревателя

Движение рабочих жидкостей в поверхностных теплообменных аппаратах осуществляется по трем основным схемам:

- а) по схеме противотока, когда обе жидкости движутся вдоль поверхности нагрева в одном направлении;
- б) по схеме противотока, когда обе жидкости движутся вдоль поверхности нагрева в противоположных направлениях;
- в) по схеме перекрестного тока, когда направления движения жидкостей около поверхности нагрева взаимно перпендикулярны.

В теплообменных аппаратах имеют место и более сложные схемы движения жидкостей, получающиеся в результате сочетания основных схем.

На рисунке 20.1.2 представлены схематические графики изменения температуры рабочих жидкостей в аппаратах, работающих по схемам прямотока и противотока.

При прямотоке по мере движения жидкостей в аппарате температурный напор между ними непрерывно уменьшается. При этом уменьшается и количество тепла, передаваемое через единицу поверхности нагрева и, следовательно, ухудшается использование по-

следней. Далее, как ясно из рисунка 20.1.2, а, при прямотоке нельзя повысить температуру нагреваемой жидкости до конечной температуры греющей жидкости.

При противотоке (рис. 20.1.2, б) конечная температура нагреваемой жидкости может быть выше конечной температуры греющей среды.

При отсутствии тепловых потерь в аппарате тепло Q_1 отданное греющей жидкостью, равно теплоте Q_2 , полученной нагреваемой жидкостью, то есть

$$Q_1 = Q_2 = Q.$$

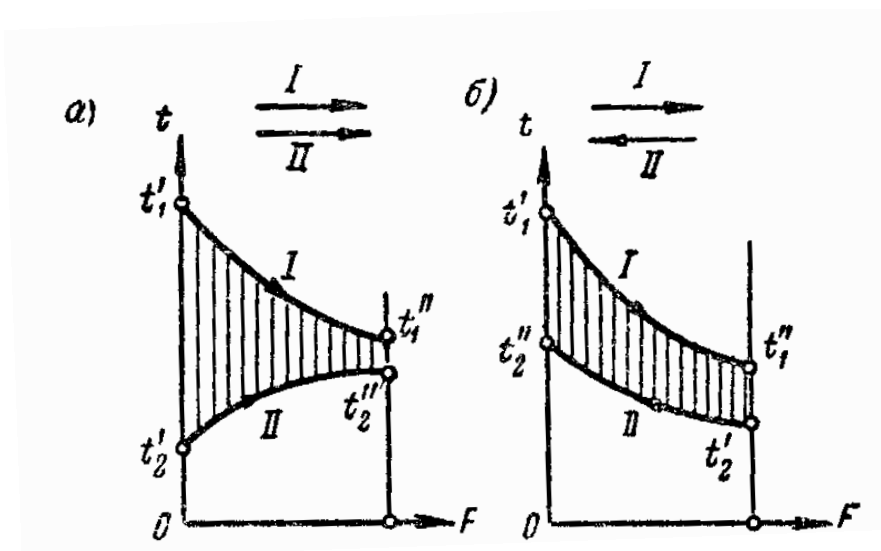


Рис. 20.1.2 Температурные графики для прямотока (а) и противотока (б)

Величина произведения

$$Gc = W$$

называется водяным эквивалентом жидкости. Численно W равно количеству воды в килограммах, которое по своей общей теплоемкости эквивалентно общей теплоемкости G [кг] жидкости (весовая теплоемкость воды равна $c = \text{ккал/кг град}$). При введении этого понятия уравнение (20.1.1) может быть переписано в виде:

$$W_1(t_1' - t_2'') = W(t_2'' - t_2') = Q,$$

или

$$\frac{t_1' - t_2''}{t_2'' - t_2'} = \frac{\delta t_1}{\delta t_2} = \frac{W_2}{W_1},$$

где символом δ обозначено изменение температуры жидкости.

Следовательно, изменения температуры рабочих жидкостей в аппарате обратно пропорциональны их водяным эквивалентам.

Соотношение между величинами водяных эквивалентов рабочих жидкостей определяет тот или иной наклон температурных кривых на графике изменения температур.

20.2 Средний температурный напор в теплообменном аппарате. Определение поверхности нагрева

1. Средний температурный напор при прямотоке и противотоке. При меняющихся температурах жидкостей в аппарате уравнение теплопередачи в форме (20.1.1) может быть написано лишь для элементарного количества тепла dQ , переданного на бесконечно малом участке разделительной стенки dF , то есть в виде:

$$dQ = k(t_1 - t_2)dF \text{ [ккал/час]}.$$

Для теплообменного аппарата в целом уравнение теплопередачи должно быть написано в виде:

$$Q = k\Delta t_{cp} F \text{ [ккал/час]}, \quad (20.2.1)$$

где Δt_{cp} – средняя разность температур рабочих жидкостей в аппарате, называемая также средним температурным напором.

Определим величину Δt_{cp} для схемы прямотока, температурный график которой представлен на рисунке 20.2.1.

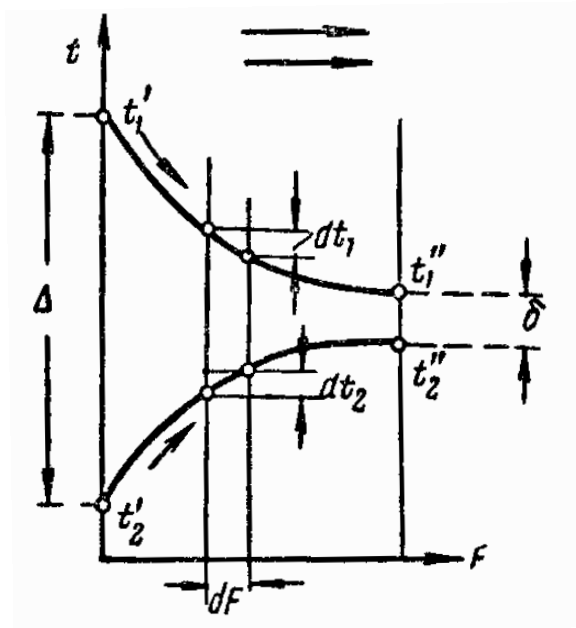


Рис. 20.2.1 Температурный график к выводу Δt_{cp} при прямотоке

Разности температур жидкостей при входе в аппарат и при выходе из него обозначим через Δ и δ . При этом через Δ обозначим большую разность температур, а через δ – меньшую. В данном случае

$$\Delta = t_1' - t_2'; \quad (20.2.2)$$

$$\delta = t_1'' - t_2''. \quad (20.2.3)$$

Рассмотрим теплообмен между жидкостями на бесконечно малом участке dF поверхности нагрева.

Количество тепла, переданного от греющей жидкости, нагреваемой на этом участке, равно:

$$dQ = k(t_1 - t_2)dF \text{ [ккал/час]}. \quad (20.2.4)$$

Вследствие передачи теплоты dQ температура греющей жидкости понизится на

$$dt_1 = -\frac{dQ}{G_1 c_1}, \quad (20.2.5)$$

а температура нагреваемой жидкости повысится на

$$dt_2 = +\frac{dQ}{G_2 c_2}. \quad (20.2.6)$$

Вычитая равенство (20.2.6) из равенства (20.2.5), получим изменение температурного напора на рассматриваемом участке поверхности нагрева dF :

$$dt_1 - dt_2 = d(t_1 - t_2) = dQ \left(\frac{1}{G_1 c_1} + \frac{1}{G_2 c_2} \right). \quad (20.2.7)$$

Подставляем в полученное равенство (20.2.7) значение dQ из уравнения (20.2.4) и переносим знак «минус» в левую часть:

$$-\frac{d(t_1 - t_2)}{t_1 - t_2} = k \left(\frac{1}{G_1 c_1} + \frac{1}{G_2 c_2} \right) dF. \quad (20.2.8)$$

Интегрируем уравнение (20.2.8) в пределах поверхности нагрева аппарата:

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = \ln \frac{\Delta}{\delta} = k \left(\frac{1}{G_1 c_1} + \frac{1}{G_2 c_2} \right) F. \quad (20.2.9)$$

Величины произведений $G_1 c_1$ и $G_2 c_2$ определяем из уравнений баланса тепла:

$$Q = G_1 c_1 (t_1' - t_1'') \quad \text{или} \quad \frac{1}{G_1 c_1} = \frac{1}{Q} (t_1' - t_1'');$$

$$Q = G_2 c_2 (t_2'' - t_2') \quad \text{и} \quad \frac{1}{G_2 c_2} = \frac{1}{Q} (t_2'' - t_2').$$

Далее находим:

$$\frac{1}{G_1 c_1} + \frac{1}{G_2 c_2} = \frac{t_1' - t_1'' + t_2'' - t_2'}{Q} = \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{Q} = \frac{\Delta - \delta}{Q}. \quad (20.2.10)$$

На основании уравнений (20.2.9) и (20.2.10) получаем:

$$\ln \frac{\Delta}{\delta} = k \frac{\Delta - \delta}{Q} F.$$

Отсюда находим количество переданного тепла:

$$Q = k \frac{\Delta - \delta}{\ln \frac{\Delta}{\delta}} F. \quad (20.2.11)$$

Сопоставляя полученное уравнение (20.2.11) с уравнением (20.2.1), находим, что средний температурный напор в аппарате равен:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta - \delta}{\ln \frac{\Delta}{\delta}}. \quad (20.2.12)$$

Величина Δt_{cp} , определенная по формуле (20.2.12), называется среднелогарифмическим температурным напором.

Если бы температура каждой из рабочих жидкостей в аппарате изменялась по закону прямой линии, то есть температурный график имел бы вид, представленный на рисунке 20.2.2. пунктирными линиями, то средний температурный напор в аппарате был бы равен среднеарифметической величине из Δ и δ :

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta + \delta}{2}. \quad (20.2.13)$$

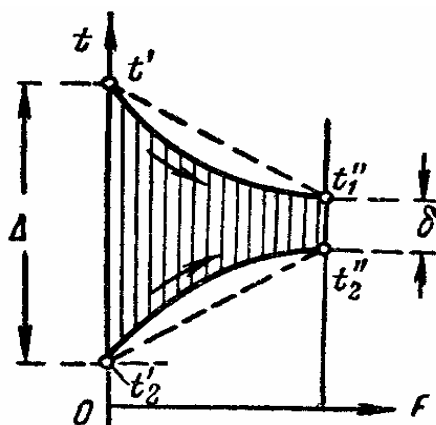


Рис. 20.2.2 Средние температурные напоры при криволинейном и прямолинейном изменении температур жидкостей в теплообменнике

Как видно из рисунка 20.2.2, среднеарифметический температурный напор всегда несколько больше, чем среднелогарифмический, причем разность между ними увеличивается с увеличением отношения $\frac{\Delta}{\delta}$.

При отношениях $\frac{\Delta}{\delta} < 2$ разность между обоими напорами не превышает 4%, и в этом случае средний температурный напор с достаточной точностью может определяться как среднеарифметический.

Выражение (20.2.12) для среднего температурного напора, полученное для схемы прямотока, полностью пригодно и для схемы противотока, если под Δ всегда понимать большую разность на одном из концов теплообменника, а под δ – меньшую. В сказанном нетрудно убедиться, проследив ход сделанного ранее вывода.

Численное значение Δt_{cp} в случае противотока получается несколько больше, чем в случае прямотока при прочих равных условиях.

В силу этого схема противотока оказывается практически выгоднее схемы прямотока.

2. *Средний температурный напор при перекрестном токе.* Непосредственный расчет величины среднего температурного напора для схемы перекрестного тока рабочих жидкостей в теплообменнике затруднителен.

Для этой схемы средний температурный напор может быть вычислен по формуле для противотока ($\Delta t_{прот}$) с введением поправочного коэффициента $\varepsilon < 1$, то есть по формуле:

$$\Delta t_{перекр} = \varepsilon \Delta t_{прот} \quad (20.2.14)$$

Поправочный множитель ε определяется в зависимости от величины отношений разностей температур, обозначаемых через P и R , причем

$$P = \frac{\delta t_2}{\Delta t_{ex}} = \frac{\text{разность конечной и начальной температур нагреваемой жидкости}}{\text{разность температур рабочих жидкостей при входе в аппарат}};$$

$$R = \frac{\delta t_1}{\delta t_2} = \frac{\text{разность начальной и конечной температур греющей жидкости}}{\text{разность конечной и начальной температур нагреваемой жидкости}}.$$

Графики для определения множителя ε в зависимости от P и R для некоторых схем перекрестного тока представлены на рисунках 20.2.3, 20.2.4 и 20.2.5.

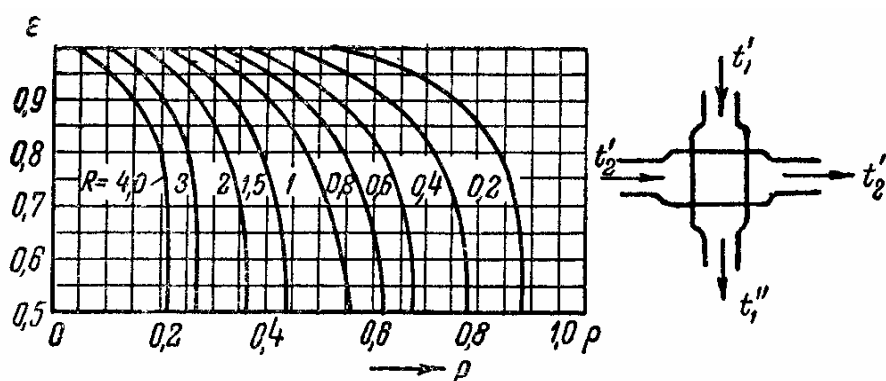


Рис. 20.2.3 Коэффициент ε для простого перекрестного тока жидкостей

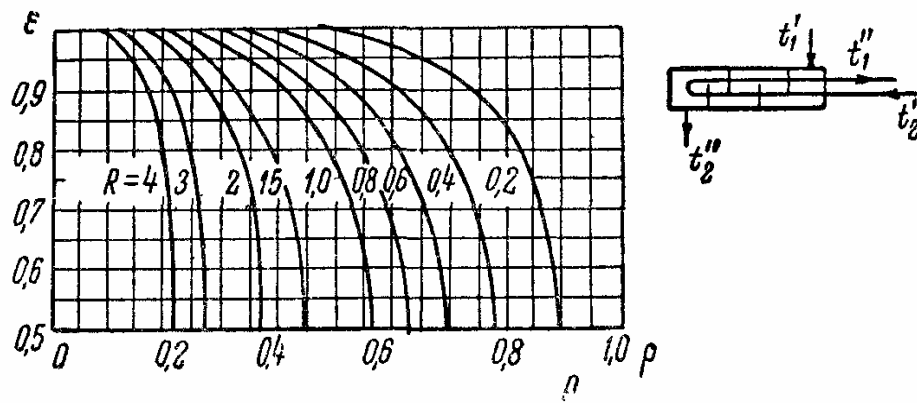


Рис. 20.2.4 Коэффициент ε для перекрестного тока при двух ходах нагреваемой жидкости

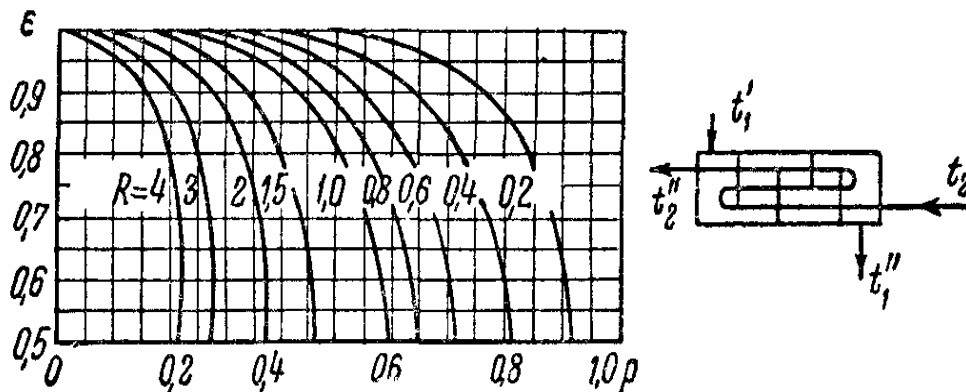


Рис. 20.2.5 Коэффициент ε для перекрестного тока при трех ходах нагреваемой жидкости

3. Сравнение основных схем движения жидкостей в теплообменниках. Наиболее выгодной будет, очевидно, та схема движения, при которой можно получить при заданных условиях работы наибольшую величину среднего температурного напора Δt_{cp} . Как было выяснено ранее, такой схемой является противоток, при осуществлении которого достигается наилучшее использование поверхности нагрева. Поэтому, если позволяют конструктивные условия, схеме противотока всегда следует отдавать предпочтение.

При большой разнице величин водяных эквивалентов рабочих жидкостей преимущества противотока в значительной мере теряются. Так, если водяной эквивалент одной жидкости отличается от водяно-

го эквивалента другой жидкости в 10 и более раз, все схемы становятся практически равноценными.

Точно так же все схемы становятся равноценными в случае, если температура одной или обеих жидкостей в ходе теплообмена остается неизменной, что имеет место, когда одной из рабочих жидкостей является конденсирующийся пар или кипящая вода.

4. *Определение поверхности нагрева теплообменника.* Требуемая величина поверхности нагрева теплообменника определяется по основному уравнению теплопередачи:

$$Q = kF\Delta t_{cp},$$

откуда

$$F = \frac{Q}{k\Delta t_{cp}}. \quad (20.2.15)$$

20.3 Увеличение и снижение теплопередачи в теплообменниках

1. *Увеличение теплопередачи.* Интенсивность теплопередачи характеризуется величиной коэффициента теплопередачи k , значение которого определяется термическим сопротивлением теплопередаче R . Последнее складывается из трех отдельных, частных, сопротивлений:

- 1) сопротивление теплоотдаче со стороны греющей жидкости R_1 ;
- 2) сопротивления теплоотдаче со стороны нагреваемой жидкости R_2 ;
- 3) сопротивления разделительной стенки R_{cm} .

Влияние отдельных частных сопротивлений на интенсивность теплопередачи проследим на примере теплопередачи через плоскую однослойную стенку, для которой величины R и k имеют наиболее простое выражение:

$$R = R_1 + R_{cm} + R_2 = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (20.3.1)$$

и

$$k = \frac{1}{R} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (20.3.2)$$

Рассмотрим теплопередачу от дымовых воде, происходящую в паровых котлах.

Пусть со стороны газов $\alpha_1 = 30 \text{ ккал/м}^2\text{час град}$, а со стороны воды $\alpha_2 = 5000 \text{ ккал/м}^2\text{час град}$. Пусть, кроме того, толщина стальной стенки котла ($\lambda = 40 \text{ ккал/м час град}$) равна 20 мм.

Из уравнения (20.3.2) видно, что значение k всегда будет меньше, чем наименьший из коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 .

При данных условиях получим:

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = 0,0333 + 0,0005 + 0,0002 = 0,034$$

и

$$k = \frac{1}{R} = \text{ккал/м}^2\text{час град}.$$

В данном случае сопротивление теплоотдаче со стороны воды $R_2 = \frac{1}{\alpha_2}$ и термическое сопротивление стенки $R_{ст}$ относительно малы

по сравнению с сопротивлением теплоотдаче со стороны газов $R_1 = \frac{1}{\alpha_1}$;

ими можно было пренебречь и полагать $k \approx \alpha_1$. Таким образом, решающее влияние на величину k оказывало наибольшее сопротивление $R_1 = \frac{1}{\alpha_1}$. Поэтому при желании увеличить k было бы совершенно

бесполезно добиваться увеличения коэффициента теплоотдачи α_2 со стороны воды или уменьшать термическое сопротивление стенки, уменьшая ее толщину или изготавливая ее из более теплопроводного материала.

Существенно увеличить k можно в данном случае только путем увеличения α_1 .

В рассмотренном примере термическое сопротивление стенки $R_{ст}$ почти не оказывало влияния на интенсивность теплопередачи, так как было весьма мало по сравнению с суммой двух других сопротивлений R_1 и R_2 . В других же случаях, когда $R_{ст}$ близко по величине к R_1 и R_2 , оно может оказать значительное влияние на коэффициент теплопередачи.

Таким случаем, например, является теплопередача в пароводяном подогревателе, в котором подогрев воды осуществляется конденсирующимся паром. В этом случае со стороны пара имеем:

$$\alpha_1 = 10000 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град},$$

а со стороны воды –

$$\alpha_2 = 5000 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}.$$

Если разделительная стенка выполнена из стали ($\lambda = 40 \text{ ккал/м час град}$) толщиной в 10 мм, то

$$R = \frac{1}{10000} + \frac{0.01}{40} + \frac{1}{5000} = 0,00055$$

и

$$k = \frac{1}{R} = 1820 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}.$$

При уменьшении толщины стальной стенки до 2 мм получим:

$$R = \frac{1}{10000} + \frac{0,002}{40} + \frac{1}{5000} = 0,00035$$

и

$$k = 2940 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}.$$

При замене стальной стенки медной $\lambda = 300 \text{ ккал/м час град}$ и уменьшении ее толщины до 1 мм

$$R = \frac{1}{10000} + \frac{0,001}{300} + \frac{1}{5000} = 0,0003033$$

и

$$k = 3300 \text{ ккал/м}^2 \text{ час град}.$$

Как видим, в разобранным случае величина $R_{ст}$ значительно влияет на коэффициент теплопередачи. Поэтому загрязнение поверхности нагрева пароводяных теплообменников резко ухудшает теплопередачу в них.

Из рассмотрения приведенных случаев передачи тепла можно сделать следующие выводы:

1. Для правильного решения вопроса о способе увеличения теплопередачи необходимо выявить прежде всего соотношения между величинами отдельных термических сопротивлений.

2. Если отдельные термические сопротивления ($\frac{1}{\alpha_1}$, $R_{ст}$ и $\frac{1}{\alpha_2}$) значительно разнятся по своей величине, то существенное увеличе-

ние коэффициента теплопередачи может быть достигнуто только при уменьшении наибольшего из сопротивлений.

3. Если отдельные термические сопротивления близки по своей величине, то увеличение коэффициента теплопередачи может быть достигнуто уменьшением любого из этих сопротивлений.

4. При уменьшении любого из термических сопротивлений ($\frac{1}{\alpha_1}$, R_{cm} и $\frac{1}{\alpha_2}$) увеличение коэффициента теплопередачи будет тем значительнее, чем больше было это сопротивление по отношению к двум другим.

2. *Снижение теплопередачи.* На практике нередко возникает необходимость снизить теплопередачу, например, для уменьшения потерь тепла в окружающую среду каким-либо теплообменником, теплопроводом и т. п.

Чтобы уменьшить коэффициент теплопередачи k , необходимо увеличить общее термическое сопротивление

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + R_{cm} + \frac{1}{\alpha_2}.$$

Обычно для увеличения R увеличивают термическое сопротивление разделительной стенки R_{cm} , нанося на нее слой тепловой изоляции из материалов с малым коэффициентом теплопроводности (λ меньше 0,2 ккал/м час град).

Примерами таких материалов могут служить:

асбест – $\lambda = 0,16 \div 0,18$ ккал/м час град;

диатомит – $\lambda = 0,08$ ккал/м час град;

ньювель (смесь 85% магнезии и 15% асбеста) – $\lambda = 0,075$ ккал/м час град и ряд других.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Руднев, С. С. Гидравлика гидромашины и гидропривод : учебное пособие для вузов / С. С. Руднев, Т. М. Башта. – М. : Издательство МЭИ, 1999. – 528 с. – ISBN 5-9692-0070-0.
2. Шукина, А. А. Теплотехника : учебное пособие для вузов / А. А. Шукина, И. Н. Сушкин и др. – М. : Издательство Мэи, 1999. – 488 с. – ISBN 5-93556-024-0.
3. Кудинов, В. А. Техническая термодинамика : учебное пособие для вузов / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов и др. – М. : Издательство МЭИ, 2002. – 584 с. – ISBN 5-04008892-2.
4. Крутова, В. И. Техническая термодинамика : справочник / В. И. Крутова. – М. : Стройиздат, 1988. – 432 с.
5. Козин, В. Е. Теплоснабжение / В. Е. Козин, Т. А. Левина, А. А. Марков. – М. : Высшая школа, 1980. – 480 с.
6. Ривкин, С. Л. Термодинамические свойства воды и водяного пара : справочник (Рек. Гос. Службой стандартных справочных данных) / С. Л. Ривкин, А. А. Александров. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – 80 с. – ISBN 5-832-13860-8.
7. Клименко, А. В. Теплоэнергетика и теплотехника. Общие вопросы : справочник / А. В. Клименко, В. М. Зорин. – 3-е изд., перераб. – М. : Издательство МЭИ, 1999. – 528 с. – ISBN 5-9692-0070-0.

Учебное издание

Ольга Сергеевна Ануфриенко

**ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОНДИНАМИКА
И ТЕПЛОМАССОБМЕН**

Учебное пособие

Редактор
И. В. Юматова

Старший корректор
Е. А. Феорова

Ведущий инженер
Г. А. Чумак

Подписано в печать 27.04.2011 г.
Формат 60x84 1/16. Усл. печ. л. 14,7.
Тираж 30 экз. Заказ 212/762.

**Издательство Орского гуманитарно-технологического института (филиала)
Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения
высшего профессионального образования
«Оренбургский государственный университет»**

462403, г. Орск Оренбургской обл., пр. Мира, 15 А

Тел. 23-56-54.