

Инж.-мех. А. С. ЯСТРЖЕМБСКИЙ — ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

4-ч р. 60 н. Пер. 15 н
ЭТ-10-3-2

Инж.-мех. А. С. ЯСТРЖЕМБСКИЙ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО — 1933

Инж.-мех. А. С. Ястржембский

Техническая термодинамика



НКТП СССР

Государственное
Энергетическое издательство
Москва — 1933 — Ленинград

Редактор Энергоиздата ввж. П. А. Петров.

Технический редактор А. Виноградов.

Сдано в производство 9/II 1933 г.

Подписано к печати 24/IV 1933 г.

Формат бумаги $62 \times 94^{1/16}$

Энергоиздат № 430/М.

Колич. зн. в 1 печ. листе 55.200.

Уполн. Главлита В—46960.

Тираж 20.160.

Колич. печ. листов 20^{1/2}.

Заказ № 870.

2-я типография ОНТИ имени Евгении Соколовой. Ленинград, пр. Красных Командиров, 29.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий курс есть проработка лекций технической термодинамики, читаемых мною с 1920 года, вначале на Высших технических курсах НКПС, а после слияния их с Московским институтом инженеров путей сообщения — в Московском институте инженеров транспорта (МИИТ). Ближайшее назначение курса — дать моим слушателям достаточно полный и систематический учебник основ технической термодинамики.

Так как техническая термодинамика дает основание для изучения паровых котлов и тепловых двигателей, то в настоящем курсе с возможной полнотой проведено исследование процессов трансформирования тепловой энергии в механическую в паровых машинах и в двигателях внутреннего сгорания. Во второй части, при изучении идеального цикла паровой машины, мятя пара и истечения паров из отверстий, отмечено значение диаграммы $i-S$ водяного пара, применение которой упрощает задачу исследования.

Инж.-мех. А. С. Ястржембский.

1926 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

Последние пять лет моей педагогической и методической работы в МИИТе и в Военно-воздушной академии РККА им. проф. Н. Е. Жуковского дали мне большой материал, который и положен в основу переработки первого издания настоящего курса, появившегося в 1926 г. при подготовке его ко второму изданию в 1931 г.

Руководство кафедрой термодинамики, непосредственная педагогическая работа, а также работа в лаборатории тепловых двигателей позволили углубить систематику курса, значительно пополнить и проконкретизировать некоторые его отделы. При переработке приняты во внимание методические требования, предъявляемые в настоящее время к руководствам.

Третье издание курса термодинамики является повторением второго издания. В третьем издании выправлены опечатки, в большом числе имевшие место во втором издании. Короткий промежуток, в несколько месяцев, отделяющий выпуск третьего издания от второго, не позволил ввести в курс дополнения и провести дальнейшую методическую и методологическую его обработку. Автор, работая над курсом в указанном направлении, надеется последнюю работу выполнить к четвертому изданию.

Проф. А. Ястржембский.

1932 г.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Предисловие	3
-----------------------	---

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ГАЗЫ

Глава первая

1. Введение	7
2. Определени: состояния рабочего тела	8
3. Уравнение состояния газа. Система координат $P - V$	11
4. Основные законы	12
5. Уравнение состояния газа, или характеристическое уравнение	15
6. Постоянная газа R . Зависимость постоянной от удельного веса и молекулярного веса газа	16
7. Газовые смеси	20
8. Теплоемкость газов	28
9. Теплоемкость смеси газов	38
10. Смешение газов различных давлений и температур	43

Глава вторая

11. Первый закон термодинамики	47
12. Экономический коэффициент полезного действия тепловых двигателей	48
13. Уравнение тепла	52
14. Формула Майера	61

Глава третья

15. Исследование основных термодинамических процессов	62
16. Процесс при постоянном объеме	64
17. Процесс при постоянном давлении	65
18. Процесс при постоянной температуре, — процесс изотермический	66
19. Процесс адиабатический	70
20. Графики трансформирования энергии в основных термодинамических процессах	83
21. Политропические процессы	84
22. Исследование термодинамических процессов в логарифмических координатах	102
23. Основные термодинамические процессы при переменной теплоемкости	106
24. Обратимые и необратимые процессы	120

Глава четвертая

25. Круговые процессы или циклы	125
26. Цикл Карно	130
27. Цикл, состоящий из двух изотерм и двух изоплер. Регенеративный цикл	138

Глава пятая

Стр.

28. Второй закон термодинамики	139
29. Свойство обратимых и необратимых циклов	140
30. Энтропия	145
31. Формулы, определяющие изменения энтропии рабочего тела	146
32. Определение изменения энтропии при переменной теплоемкости	149
33. Энтропийные, или тепловые, диаграммы	150
34. Основные термодинамические процессы в системе координат $T-S$	152
35. Перенос графиков из системы $P-V$ в систему $T-S$	158
36. Возрастание энтропии изолированной системы	162
37. Различные формулировки первого и второго законов термодинамики	164

Глава шестая

38. Теоретические циклы двигателей внутреннего сгорания	165
39. Цикл Отто	165
40. Цикл Дизеля	169
41. Цикл Сабата	176
42. Одноцилиндровый компрессор. Общая характеристика его работы	189
43. Многоцилиндровый компрессор	194
44. Определение работы, расходуемой на сжатие воздуха в компрессоре	198
45. Определение теплоты, отнимаемой от воздуха при изотермическом и политропическом сжатиях в компрессоре	206

Глава седьмая

46. Истечение газа	209
47. Исследование формул скорости истечения и секундного расхода газа. Гипотеза Сан-Венана и Вантцеля. Определение максимальной скорости и максимального секундного расхода	212

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ВОДЯНЫЕ ПАРЫ

Глава восьмая

48. Введение	221
49. Основные определения	222
50. Диаграмма $P-V$ водяного пара. Критическое состояние. Пограничные кривые	223
51. Сухой насыщенный пар	225
52. Влажный насыщенный пар	231
53. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса	232
54. Перегретый пар	234
55. Энтропия водяного пара	241
56. Диаграмма $T-S$ для водяного пара	245

Глава девятая

57. Основные термодинамические процессы	247
58. Процесс при постоянном объеме ($v = \text{const}$)	248
59. Процесс при постоянном давлении ($p = \text{const}$)	253
60. Процесс изотермический ($T = \text{const}$)	255
61. Процесс адиабатический	258

Глава десятая

62. Идеальные циклы паровых машин	265
63. Цикл Карно	265

	Стр.
64. Цикл Рэнкина	267
65. Теплосодержание при постоянном давлении	268
66. Коэффициент полезного действия цикла Рэнкина	269
67. Расход пара на 1 л. с. час	269
68. Диаграмма $i-S$	269
69. Исследование идеального цикла паровой машины	272
70. Цикл Мейера	275
71. Регенеративный цикл	277
72. Мятие пара	280
73. Изменение термического к. п. д. идеального цикла паровой машины при регулировании мощности машины мятением пара	284
74. Трансформирование тепловой энергии в механическую в паровой машине	285
75. Паросиловая установка	288
76. Влияние стенок цилиндра машины на работу пара	289
77. Калориметрическое исследование паровой машины	291

Глава одиннадцатая

78. Истечение пара	295
79. Расширяющееся сопло Лаваля	297
80. Определение скорости истечения пара по теплосодержанию	298

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблицы водяного пара:

I. По Schüle	302
II. » »	305
III. R. Mollner	310
IV. » »	314
V. Knoblauch, Raisch и Hausen	318
VI. Истинная теплоемкость водяного пара	322
VII. Средняя теплоемкость водяного пара	324
VIII. } Таблицы пара давления 0,01 — 0,2 ат	325
IX. }	
X. Удельные объемы перегретого пара	328

Две диаграммы.



Г А З Ы

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ СВОЙСТВА И ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ

1. Введение

Термодинамика есть наука, одной из основных задач которой является изучение законов превращения тепла в работу. Последние, устанавливая начала для исследования процессов, протекающих в тепловых машинах, позволяют выявить их экономику и те основные факторы для каждого типа машины, от которых зависит экономичность превращения тепла в работу. Так, например, исследование идеальных циклов паровых машин приводит к заключению, что степень совершенства превращения энергии в них повышается при применении паров высокого давления, паров перегретых и при применении конденсации мятого пара. Термодинамический анализ идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания позволяет отметить, что степень совершенства всех циклов, осуществляемых в различных типах двигателей, возрастает с увеличением сжатия воздуха (степени сжатия). Необходимо также отметить, что расчет вновь проектируемых двигателей, так называемый тепловой расчет, которым определяются основные размеры двигателя и его экономические свойства, есть систематическое обобщение данных термодинамического анализа явлений, протекающих в цилиндрах двигателей. Все отмеченное позволяет сделать заключение, что термодинамика имеет колоссальнейшее значение для теплотехники, являясь по существу фундаментом этой обширнейшей прикладной отрасли знаний.

Термодинамика разделяется на две части: газы и пары. В первой части изучаются термодинамические процессы, в которых рабочим телом является газ, во второй части — процессы, в которых рабочим телом является пар.

Принципиального различия между газом и паром не имеется. Под газом подразумеваются пары определенной жидкости, находящиеся при обычных условиях далеко от состояния насыщения. Поэтому обычная температура является для газов температурой, значительно большей их критической температуры. Каждое вещество обладает вполне определенными критическими давлением, объемом и температурой, значения которых даны в табл. 1 (стр. 8).

Отношение абсолютной температуры кипения к абсолютной критической температуре, как показывают данные таблицы 1, равняется примерно 0,6. Углекислота, часто встречающаяся в термодинамических процессах, может рассматриваться как газ только при высоких температурах, так как ее критическая температура равняется 31°C (табл. 1).

Таблица 1

Вещество	Температура		Критич. давление
	кипения	критическая	
Аммиак NH_3	— 33	— 33	116 ат
Азот N_2	— 196	— 147	34,6 »
Водород H_2	— 253	— 240	13,2 »
Кислород O_2	— 183	— 119	51 »
Окись углерода CO	— 190	— 139	36 »
Углекислота CO_2	— 78	31	75 »
Вода H_2O	100	374	225 »

Все вышеотмеченное позволяет заключить, что в термодинамических процессах газ является устойчивым рабочим телом, не меняющим своего физического состояния, т. е. газ в результате обычных процессов не переходит в жидкость или парообразное состояние. В отличие от газов пары при незначительных сравнительно изменениях параметров могут переходить в жидкость. Следовательно, пар не является уже устойчивым телом, часто меняя в результате процесса свое физическое состояние. Последнее необходимо принимать во внимание при изучении процессов, протекающих с паром.

Кроме того, необходимо отметить, что в термодинамике приходится рассматривать газы идеальные и реальные, т. е. действительные. Под идеальными газами подразумеваются газы, которые в своих изменениях полностью подчиняются законам Бойля-Мариотта и Гей-Люссака. Теплоемкости идеальных газов являются величинами постоянными. Действительные газы отступают от указанных законов, и если к действительным газам применяются законы, касающиеся идеальных газов, то при этом допускается некоторое приближение. Теплоемкости действительных газов являются величинами переменными.

2. Определение состояния рабочего тела

В процессах трансформирования тепловой энергии участвует обычно рабочее тело, которым могут быть газ или пар. При протекании процесса состояние рабочего тела меняется, а при этом меняются параметры, определяющие его состояние. К параметрам газа относятся его объем, давление и температура. Остановимся на изменении параметров газа.

1. *Объем газа.* Полный объем произвольного количества газа, обозначаемый через V , измеряется в м^3 . Объем одного кг газа, обозначаемый через v , измеряется в $\text{м}^3/\text{кг}$ и называется удельным объемом. При этом $V = vG$, где G — вес газа в кг . Вес одного м^3 газа обозначается через γ и называется удельным весом газа. Измерение γ $\text{кг}/\text{м}^3$. Удельный вес газа есть величина, обратная его удельному объему, т. е. $\gamma = \frac{1}{v}$, так как согласно определению удельного веса и удельного объема, имеем:

$$\gamma = \frac{G}{V} \quad \text{и} \quad v = \frac{V}{G}, \quad \text{откуда} \quad \gamma = \frac{1}{v}.$$

2. *Давление газа.* Вторым параметром, определяющим состояние газа, является его давление, развиваемое на единицу поверхности. Давление

обозначается через P или p . Первое обозначение употребляется при измерении давления в $\text{кг}/\text{м}^2$, второе — при измерении давления в $\text{кг}/\text{см}^2$.

Давление, равное $1 \text{ кг}/\text{см}^2$, называется атмосферой, при этом:

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

В физике под давлением, равным одной атмосфере, подразумевается давление, равное

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

Кроме отмеченного способа измерения давления газа как силы, в кг , употребляется и другой способ измерения давлений, — высотой столба жидкости, уравновешивающего давления газа.

Особенности второго способа измерения давления отметим на следующем примере. Пусть давление газа в сосуде A (фиг. 1) будет равно $P_1 \text{ кг}/\text{м}^2$, а давление наружной среды $P_0 \text{ кг}/\text{м}^2$ при этом $P_1 > P_0$.

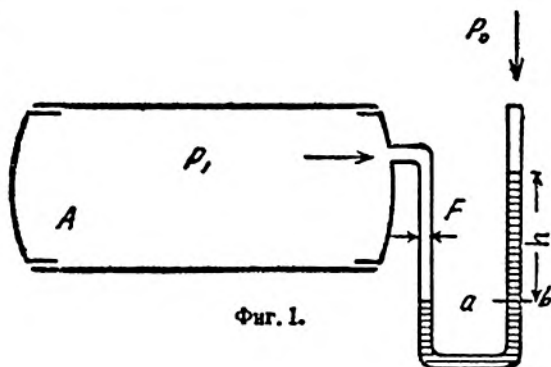
В разбираемом случае под влиянием избытка давления внутри сосуда над наружным давлением жидкость (ртуть) поднимается в правом колене трубки. В сечении $a-b$ установится равновесие сил, на него действующих, что позволит написать равенство:

$$P_1 F = P_0 F + Ph\gamma,$$

где F — площадь сечения трубки в м^2 , а γ — вес 1 м^3 жидкости.

Из равенства имеем:

$$h = \frac{P_1 - P_0}{\gamma},$$



т. е. высота столба жидкости, уравновешивающего заданную разность давлений, будет пропорциональна разности давлений, обратно пропорциональна плотности жидкости и не зависит от площади сечения трубки.

Если разность давлений $P_1 - P_0$ принять равной одной атмосфере, т. е. $10\,000 \text{ кг}/\text{м}^2$, то высота h при заполнении трубки ртутью будет равна:

$$h = \frac{P_1 - P_0}{\gamma} = \frac{10\,000}{13\,595} = 0,7356 \text{ м} = 735,6 \text{ мм}.$$

Последняя высота соответствует температуре, равной 0°C , так как только при этих условиях вес 1 м^3 ртути равняется $13\,595 \text{ кг}/\text{м}^3$. Если $P_1 - P_0 = 10\,333 \text{ кг}/\text{м}^2$ (физическая атмосфера), то $h = 760 \text{ мм}$.

При заполнении трубки водой, для которой $\gamma = 1\,000 \text{ кг}/\text{м}^3$, высота h будет равняться:

$$h = \frac{P_1 - P_0}{\gamma} = \frac{10\,000}{1\,000} = 10 \text{ м}.$$

В табл. 2 дано соотношение различных единиц измерения давления.

Таблица 2

Название	кг/см ²	кг/м ²	Высота ртути. столба при 0°Ц	Высота водного столба 0°	$\frac{\text{англ. фунт}}{\text{д.м}^2}$
Метрич. ат	1 кг/см ²	10 000 кг/м ²	735,6 мм	10 м	14,22 $\frac{\text{англ. фунт}}{\text{д.м}^2}$
Физич. ат	1,033 кг/см ²	10 333 кг/м ²	760 мм	10,333 м	14,70 $\frac{\text{англ. фунт}}{\text{д.м}^2}$

Абсолютное давление газа. При определении абсолютного, или полного, давления приходится рассматривать два случая. В первом случае внутреннее давление P_1 (предыдущий пример) больше наружного давления P_0 , во втором случае $P_1 < P_0$. Полное давление P_1 в первом случае будет, как показывает уравнение равновесия сил в сечении ab , равно наружному давлению P_0 (барометрическому), сложенному с избыточным давлением, измеряемым высотой ртутного столба h , последнее давление называется манометрическим давлением, тогда:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{ман}} + P_{\text{бар}} \quad (1)$$

Во втором случае, когда $P_1 < P_0$ будем иметь:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{бар}} - P_{\text{вак}} \quad (2)$$

Давление $P_{\text{вак}}$ есть разрежение, отмечаемое высотой жидкости в вакуумметре.

Приведение высоты столба ртути к 0°Ц. Выше отмечалось, что при 0°Ц столб ртути высотой в 735,6 мм уравнивает 1 ат. Последнее соотношение действительно только при указанном условии, так как при этом вес 1 м³ ртути равен 13 595 кг/м³. Поэтому, если высота столба ртути будет отмечена при температуре, отличной от 0°Ц, предварительно при определении величины давления высоту столба ртути необходимо привести к 0°Ц. При этом для температур больших 0°Ц данную высоту ртути уменьшают на соответствующую поправку, а для температур меньших 0°Ц высоту увеличивают.

В табл. 3 даются поправки высоты в мм на 1 000 мм.

Таблица 3

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

3. *Температура газа.* Третьим параметром газа, определяющим его состояние, является его температура. Температура обозначается через t и T . Первое обозначение соответствует измерению температуры по шкале Цельсия, второе обозначение — измерению по абсолютной шкале. Нетрудно видеть, что

$$T = 273 + t. \quad (3)$$

Пример 1. Ртутный барометр при 20°C показывает 748 мм. Определить давление воздуха в метрических атмосферах и в физических.

1. В метрических атмосферах:

$$p = \frac{748 - \frac{748}{1000} \cdot 3,45}{735,6} = 1,01 \text{ ат.}$$

2. В физических атмосферах:

$$p = \frac{748 - \frac{748}{1000} \cdot 3,45}{760} = 0,98 \text{ ат.}$$

Пример 2. Определить абсолютное давление пара в паровом котле, если манометр показывает 12 ат, а барометр 740 мм при температуре 25°C .

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{ман}} + p_{\text{бар}} = 12 + \frac{740 - 0,74 \cdot 4,31}{735,6} = 13,01 \text{ ат.}$$

Пример 3. Определить абсолютное давление в конденсаторе, если вакуумметр показывает в нем разрежение в 525 мм.

Показание барометра 745 мм.

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}} = \frac{745 - 525}{735,6} = 0,3 \text{ ат.}$$

3. Уравнение состояния газа. Система координат $P - V$

Параметры P , V и T , определяющие состояние газа, для каждого отдельного состояния принимают некоторые числовые значения, например:

$$P = b \text{ кг/м}^2; \quad V = a \text{ м}^3 \quad \text{и} \quad T = c \text{ }^\circ\text{C}.$$

В процессах же изменения состояния газа параметры P , V и T будут величины переменные, но, как увидим в дальнейшем, связанные между собой при всех изменениях уравнением вида $F(P, V, T) = 0$.

Уравнение $F(P, V, T) = 0$ называется характеристическим уравнением, или уравнением состояния газа. С математической точки зрения это уравнение представляет некоторую поверхность, носящую название термодинамической поверхности. Произвольно взятое состояние газа, имеющее параметры $P = b$, $V = a$ и $T = c$, определится точкой, лежащей на термодинамической поверхности, а процесс изменения состояния газа изобразится рядом точек, бесконечно близко лежащих друг к другу, т. е. некоторой линией, располагающейся на поверхности. Ввиду неудобства пользования трехосной системой координат обычно выбирают двухосную, позволяющую

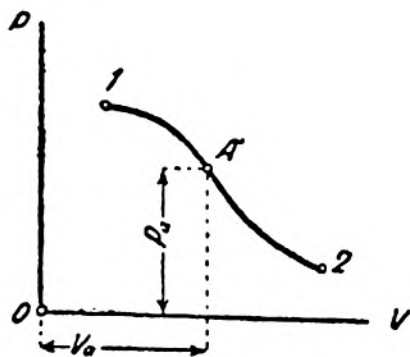
графически изобразить закон изменения каких-нибудь двух параметров например P и V . При этом значение двух переменных параметров для выбранного момента определяет величину третьего. Действительно:

$$F(P, V, T) = 0,$$

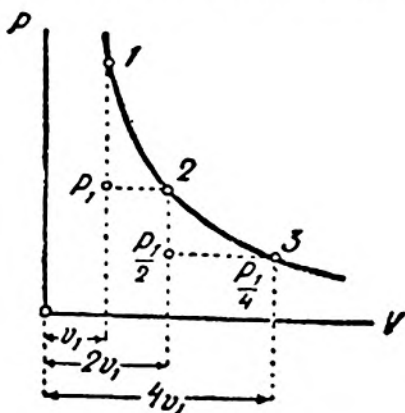
откуда

$$T = \varphi(P, V).$$

Например (фиг. 2), из диаграммы $P-V$ находят значения P_a и V_a для взятого момента A процесса, а значение T определяют из ур-ния $T = \varphi(P_a, V_a)$. В системе координат $P-V$ ось абсцисс принимают за ось объемов, а ось ординат за ось давлений. Система координат $P-V$, в которой графически изображаются процессы, протекающие с тем или другим рабочим телом, впервые была предложена Клапейроном. Система $P-V$ при изучении процессов имеет большое значение, так как в этой системе координат, как увидим в дальнейшем, внешняя работа изображается соот-



Фиг. 2.



Фиг. 3.

ветствующей площадью. Каждому произвольному процессу в системе $P-V$ будет соответствовать вполне определенный график, изображающий закон изменения в процессе параметров P и V . Вид графика будет определяться ур-нием $f(P, V) = 0$, которое называется ур-нием процесса. Графики в системе $P-V$ действительных процессов, протекающих в цилиндрах тепловых машин, зачерчиваются прибором — индикатором; получаемые при этом графики называются индикаторными диаграммами

4. Основные законы

а) Закон Бойля-Мариотта

В процессах, протекающих при постоянной температуре, изменение давления газа будет обратно пропорционально изменению его объема.

Если начальное состояние газа обозначить через P_1, v_1, T , а конечное состояние — через P_2, v_2, T , то

$$12 \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{v_1}{v_2} \text{ или } v_2 P_2 = P_1 v_1, \text{ т. е. } Pv = \text{const.}$$

Таким образом в процессе изменения состояния газа при постоянной температуре произведение удельного объема газа на давление для любого момента процесса есть величина постоянная. Зная закон изменения объемов и давлений в процессе при постоянной температуре, можно по точкам построить график процесса в системе $P-V$ (фиг. 3). Построение графика понятно из чертежа. Если в выражении $P_1 v_1 = P_2 v_2$ заменить удельные объемы через удельные веса, пользуясь соотношением $v = \frac{1}{\gamma}$, то получим:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{P_2}{P_1},$$

т. е. изменение удельного веса газа в процессе $T = \text{const}$ прямо пропорционально изменению давления.

б) Закон Гей-Люссака

При нагревании газа при постоянном давлении приращение его объема будет пропорционально изменению температуры, причем кубический коэффициент расширения для всех газов есть величина постоянная, равная $\alpha = \frac{1}{273}$.

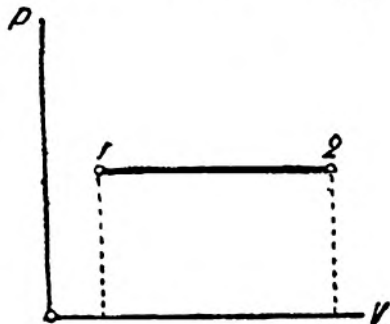
При остывании газа при $P = \text{const}$ будет происходить соответствующее уменьшение объема.

Если при 0°C обозначим объем газа через v_0 , то объем газа при $t_1^\circ\text{C}$ будет:

$$v_1 = v_0 + v_0 \alpha t_1 = v_0 (1 + \alpha t_1),$$

где $v_0 \alpha t_1$ есть приращение объема газа. Если происходит остывание газа на $t_1^\circ\text{C}$, то конечный объем

$$v_1 = v_0 - v_0 \alpha t_1 = v_0 (1 - \alpha t_1).$$



Фиг. 4.

Взяв отношение объемов газа, определенных при температурах t_1 и t_2 , найдем второе выражение закона Гей-Люссака:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{v_0 (1 + \alpha t_1)}{v_0 (1 + \alpha t_2)} = \frac{1 + \frac{1}{273} t_1}{1 + \frac{1}{273} t_2} = \frac{273 + t_1}{273 + t_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Отношение объемов газа в процессах, протекающих при постоянных давлениях, будет прямо пропорционально отношению абсолютных температур. Заменяя отношение удельных объемов отношением удельных весов, найдем $\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{T_1}{T_2}$, т. е. при $P = \text{const}$ отношение удельных весов обратно пропорционально отношению абсолютных температур.

График изменения состояния газа, протекающего по закону Гей-Люссака, будет линия 1—2 (фиг. 4).

Примечание. Принятое значение коэффициента кубического расширения газа $\alpha = \frac{1}{273}$ есть приближенное значение, более точное по Шапюи и Бергло:

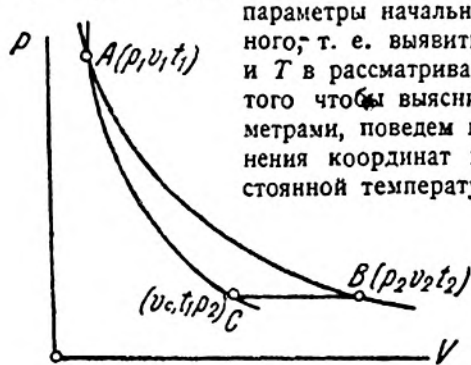
$$\alpha = \frac{1}{273,09}.$$

Все газы незначительно отступают от законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака; в термодинамике этим отступлением пренебрегают и рассматривают идеальные газы, подчиняющиеся указанным законам. Поэтому результаты термодинамических исследований с идеальным газом только приближенно будут относиться к действительным газам.

Абсолютная температура $T = 273 + t^{\circ}\text{C}$ отсчитывается по абсолютной шкале, нуль которой лежит на 273° ниже нуля шкалы Цельсия; но более точным исследованием точка абсолютного нуля определяется в $-273,09^{\circ}$. В термодинамике за абсолютный нуль принимается температура -273° .

в) Соединенный закон Бойля-Мариотта и Гей-Люссака

Пусть имеется процесс AB (фиг. 5), в котором изменяются все три параметра, определяющие состояние газа. Нашей задачей будет связать параметры начального состояния с параметрами конечного; т. е. вывести закон изменения параметров P , V и T в рассматриваемом произвольном процессе AB . Для того чтобы



Фиг. 5.

выяснить искомую зависимость между параметрами, поведем процесс не по линии AB , закон изменения координат которой неизвестен, а по линии постоянной температуры AC .

Расширение по линии AC оставим в точке C , давление газа в которой будет равно давлению P_2 . Из точки C процессом при постоянном давлении переведем газ в состояние B . Состояние газа, полученное в результате процессов AC и CB , будет одинаково с состоянием B процесса

AB . Зная закон изменения параметров газа в процессах AC и CB , можно вывести искомую зависимость параметров $P_1 v_1 T_1$ и $P_2 v_2 T_2$, соответствующих точкам A и B .

Для процесса AC — процесса постоянной температуры — имеем:

$$\frac{v_1}{v_c} = \frac{P_c}{P_1}; \quad v_c = \frac{v_1 P_1}{P_c}, \quad \text{но } P_c = P_2, \quad \text{тогда } v_c = \frac{v_1 P_1}{P_2}. \quad (1)$$

Для процесса CB — процесса постоянного давления — имеем:

$$\frac{v_c}{v_2} = \frac{T_c}{T_2}; \quad v_c = \frac{v_2 T_c}{T_2},$$

но $T_c = T_1$, тогда:

$$v_c = \frac{v_2 T_1}{T_2}, \quad (2)$$

Сравнивая между собой равенства (1) и (2), находим:

$$\frac{v_1 P_1}{P_2} = \frac{v_2 T_1}{T_2}, \text{ откуда } \frac{v_1 P_1}{T_1} = \frac{v_2 P_2}{T_2}. \quad (3)$$

Последнее выражение будет искомой зависимостью параметров при переходе газа произвольным процессом из начального состояния в конечное. Найденная зависимость отмечает, что произведение объема газа на давление, деленное на абсолютную температуру, для любого момента процесса есть величина постоянная, т. е. $\frac{Pv}{T} = \text{const}$.

5. Уравнение состояния газа, или характеристическое уравнение

В различных термодинамических процессах параметры рабочего тела суть величины переменные, изменение которых подчиняется ур-нию $\frac{Pv}{T} = \text{const}$. Обозначая величину постоянной выражения $\frac{Pv}{T}$ через R , получим $\frac{Pv}{T} = R$, откуда:

$$Pv = RT. \quad (4)$$

Последнее ур-ние есть ур-ние вида $F(P, v, T) = 0$, на которое указывалось выше, т. е. ур-ние, названное ур-нием состояния, или характеристическим ур-нием; оно называется также ур-нием Клапейрона.

Параметр v , входящий в характеристическое ур-ние $Pv = RT$, есть удельный объем, поэтому выведенное ур-ние является ур-нием состояния для одного килограмма газа. Чтобы получить ур-ние для G кг газа, имеющего объем V м³, надо в ур-ние $Pv = RT$ подставить значение удельного объема, равное $v = \frac{V}{G}$, тогда $P \cdot \frac{V}{G} = RT$, откуда находим характеристическое ур-ние для G кг газа:

$$PV = GRT. \quad (5)$$

Необходимо заметить, что давление P , входящее в ур-ние, должно иметь измерение в кг/м², а объем в м³. При постановке в ур-ние давления, измеренного в атмосферах, необходимо ввести множитель 10⁴. Тогда ур-ние будет иметь вид: $10^4 \cdot v \cdot p = RT$, где p — в атмосферах.

Таким образом характеристическое ур-ние в зависимости от условий, при которых оно употребляется, принимает один из следующих видов:

$$\begin{aligned} PV &= GRT \text{ для произвольного количества газа, где } P \text{ — в кг/м}^2; \\ 10^4 pV &= GRT \text{ » » » » } p \text{ — кг/см}^2; \\ Pv &= RT \text{ для 1 кг газа, где } P \text{ — в кг/м}^2, \text{ а } v \text{ — в м}^3/\text{кг}; \\ 10^4 pv &= RT \text{ » 1 кг » » } p \text{ — в кг/см}^2, \text{ а } v \text{ — в м}^3/\text{кг}; \end{aligned}$$

Необходимо оговориться, что в характеристическое ур-ние всегда вводится абсолютное давление, определяемое, в зависимости от условий задания, по ф-лам:

$$\begin{aligned} P_{абс} &= P_m + P_0; \\ P_{абс} &= P_0 - P_v. \end{aligned}$$

Примечание. Все реальные действительные газы в своих изменениях отступают от законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, а следовательно, и от выведенного характеристического уравнения. При этом отклонение от свойств идеальных газов происходит тем сильнее, чем большей плотностью обладает газ. Выведенное характеристическое уравнение является поэтому для действительных газов уравнением приближенным. Более точным уравнением, охватывающим всевозможные состояния вещества, является уравнение Ван-дер-Ваальса, имеющее вид:

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

Коэффициенты a и b для отдельных газов принимают определенные числовые значения, даваемые в табл. 4.

Таблица 4

Вещество	a	b	Вещество	a	b
Водород	0,00347	0,03116	Углекислота	0,00719	0,001912
Кислород	0,00273	0,03142	Вода	0,01149	0,001457
Азот	0,00271	0,00173	—	—	—

6. Постоянная газа R . Зависимость постоянной от удельного веса и молекулярного веса газа

Величина постоянной R для каждого газа принимает вполне определенные значения. Постоянная R может быть найдена, если известна природа газа, т. е. если известна его химическая характеристика. Кроме того, газовая постоянная может быть определена по удельному весу газа.

а) Определение постоянной по удельному весу газа

Из характеристического уравнения находим $R = \frac{Pv}{T}$, но $v = \frac{1}{\gamma}$, тогда $R = \frac{P}{T\gamma}$. Полученная формула справедлива для любого состояния газа. Посмотрим, как преобразуется формула, если ее применим для частных условий, задавшись:

$$P = 10\,333 \text{ кг/м}^2, \text{ а } t = 0^\circ\text{C} \text{ (} T = 273\text{):}$$

$$R = \frac{10\,333}{273 \cdot \gamma_0} = \frac{37,8}{\gamma_0},$$

где γ_0 — удельный вес газа при 0°C и нормальном давлении.

Формула $R = \frac{37,8}{\gamma}$ позволяет определить газовую постоянную по его удельному весу, взятому при отмеченных выше условиях.

б) Определение постоянной по молекулярному весу газа

В основу вывода зависимости газовой постоянной от молекулярного веса положен закон Авогадро. По закону Авогадро, все газы в равных объемах при одинаковом давлении и температуре содержат одинаковое число молекул.

Последнее позволяет заключить, что при равных давлениях и температурах удельные веса произвольных газов будут относиться прямо пропорционально их молекулярным весам, т. е.:

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{m_1}{m_2}.$$

Заменяя удельные веса удельными объемами, получим:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{m_1}{m_2}, \quad \text{или} \quad m_1 v_1 = m_2 v_2,$$

т. е. произведение удельного объема на молекулярный вес газа есть величина постоянная. Таким образом: $v \cdot m = \text{const}$.

Чтобы раскрыть смысл выражения $v \cdot m = \text{const}$, введем понятие о килограммолекуле газа, или моле.

Килограммолекулой газа, или моле, называется такое количество газа, которое весит столько килограммов, сколько единиц в молекулярном весе газа. Так, например, моль кислорода есть 32 кг кислорода, моль водорода — 2 кг водорода.

Переходя к выражению mv , заключаем, что оно представляет объем m килограммов газа, или объем моля газа. Равенство $mv = \text{const}$ отмечает, что объемы молей всех газов при равных давлениях и температурах одинаковы.

Определим числовую величину объема моля при нормальном состоянии газа. Возьмем кислород, молекулярный вес которого $m = 32$, а удельный вес при выбранных условиях $\gamma = 1,429$. Объем моля кислорода V будет равен:

$$V = mv = m \frac{1}{\gamma} = 32 \cdot \frac{1}{1,429} = 22,4 \text{ м}^3.$$

$$V = 22,4 \text{ м}^3. \quad (6)$$

Так как $mv = \text{const}$, то объемы молей всех газов будут равны 22,4 м³ (при 760 мм и 0°С).

Объем моля газа при 1 ат и 15°С равняется 24,4 м³.

Таким образом веса молей отдельных газов различны, но их объемы при одинаковых условиях одинаковы.

Определив объем моля, перейдем к нахождению зависимости газовой постоянной R от молекулярного веса газа.

Напишем характеристическое уравнение для m кг газа, т. е. для одного моля:

$$PV = mRT \text{ при нормальном состоянии:}$$

$$P = 10\,333 \text{ кг/м}^2; \quad V = 22,4 \text{ м}^3 \text{ и } T = 273^\circ, \text{ тогда:}$$

$$R = \frac{P \cdot V}{mT} = \frac{10\,333 \cdot 22,4}{m \cdot 273} = \frac{848}{m}$$

$$R = \frac{848}{m}. \quad (7)$$

Определив зависимость газовой постоянной от молекулярного веса газа, можно дать характеристическое уравнение для моля газа в следующем виде:

$$P \cdot V = mRT, \text{ или при } R = \frac{848}{m}$$

$$PV = 848 T.$$

Таким образом газовая постоянная молей всех газов является величиной постоянной и равной 848.

Ф-ла $V = mv = \frac{m}{\gamma} = 22,4$ позволяет определить удельный вес, а следовательно, и удельный объем любого газа при нормальных условиях. Действительно, из формулы объема моля имеем:

$$\gamma = \frac{m}{22,4}.$$

Пример 4. Определить газовую постоянную кислорода и метана:

$$R_{O_2} = \frac{848}{m} = \frac{848}{32} = 26,5; R_{CH_4} = \frac{848}{12 + 4 \cdot 1} = 53.$$

Пример 5. Определить при нормальных условиях объем 10 кг водорода.

10 кг водорода есть 5 молей водорода, поэтому искомый объем будет равен:

$$V = 22,4 \cdot 5 = 112 \text{ м}^3.$$

Пример 6. Определить при 1 ат и 15°C удельный вес окиси углерода:

$$\gamma = \frac{m}{24,4} = \frac{28}{24,4} = 1,147 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 7. Определить объем моля при давлении $p_1 = 5 \text{ ат}$ и $t = 30^\circ\text{C}$, принимая, что при давлении $p_0 = 1 \text{ ат}$ и температуре $t_0 = 15^\circ\text{C}$ объем моля равняется $24,4 \text{ м}^3$.

Для двух состояний газа можно написать характеристические уравнения:

$$P_0 V_0 = mRT_0,$$

$$P_1 V_1 = mRT_1,$$

откуда искомый объем V_1 равняется:

$$V_1 = V_0 \frac{P_0 T_1}{P_1 T_0},$$

т. е. изменение объема газа будет прямо пропорционально изменению абсолютной температуры газа и обратно пропорционально изменению давления газа. Пользуясь соотношением $\gamma = \frac{1}{v}$, можно вывести из предыдущей ф-лы равенство, дающее зависимость изменения удельного веса газа от изменения температуры и давления. Ф-ла имеет вид:

$$\gamma_1 = \gamma_0 \frac{P_1 T_0}{P_0 T_1},$$

т. е. изменение удельного веса газа пропорционально изменению давления и обратно пропорционально уменьшению абсолютной температуры газа. Согласно отмеченному, искомый объем моля газа при 5 ат и 30°C будет равен:

$$V_1 = V_0 \frac{P_0 T_1}{P_1 T_0} = 24,4 \cdot \frac{1 \cdot 303}{5 \cdot 288} = 5,13 \text{ м}^3.$$

Пример 8. Определить вес кислорода, если емкость баллона, в котором он содержится, 60 л. Давление кислорода по манометру 110 ат. Показание барометра 740 мм при температуре помещения 25°C.

$10\,000 pV = GRT$, откуда:

$$G = \frac{10\,000 \cdot \left(110 + \frac{740 - 0,74 \cdot 4,31}{736}\right) \cdot \frac{60}{1000}}{\frac{848}{32} (25 + 273)} = 8,2 \text{ кг.}$$

Пример 9. При пуске двигателя Дизеля давление сжатого воздуха, которым совершается пуск двигателя, падает с 60 ат до 45 ат. Определить вес воздуха, израсходованного на пуск, если емкость баллона, в котором содержится сжатый воздух, 70 л, а температура помещения 27°C. Газовая постоянная воздуха $R = 29,27$.

Имеем два состояния воздуха, что позволяет написать два характеристических уравнения:

$$10^4 p_1 V = G_1 RT,$$

$$10^4 p_2 V = G_2 RT,$$

откуда:

$$G_1 = \frac{10^4 p_1 V}{RT} \text{ и } G_2 = \frac{10^4 p_2 V}{RT},$$

тогда искомый расход воздуха будет равен:

$$\Delta G = G_1 - G_2 = \frac{10^4 V}{RT} (p_1 - p_2) = \frac{10^4 \cdot 70}{29,27 \cdot 300} (60 - 45) = 3,5 \text{ кг.}$$

Пример 10. При тепловом расчете двигателей внутреннего сгорания употребляется ф-ла: $R_2 = \beta R_1$, которая отмечает, что газовая постоянная газа после его сгорания равняется газовой постоянной этого газа до сгорания, умноженной на коэффициент молекулярного изменения газа. Под коэффициентом молекулярного изменения газа β подразумевается отношение числа молей, которое имеет газ после сгорания, к числу молей этого газа до сгорания. Доказать ф-лу $R_2 = \beta R_1$.

Под газом необходимо понимать рабочую смесь газа с воздухом. Пусть вес газа будет G — величина, при сгорании остающаяся постоянной. Обозначим молекулярный вес газа до сгорания через m_1 , а число молей этого газа до сгорания n_1 , молекулярный вес газа после сгорания m_2 и число молей n_2 . Тогда:

$$G = m_1 n_1,$$

$$G = m_2 n_2 \text{ и } \beta = \frac{n_2}{n_1},$$

т. е. вес газа есть произведение веса моля на число молей и отношение молей есть коэффициент молекулярного изменения.

Первые два равенства позволяют написать, что

$$m_1 n_1 = m_2 n_2 \quad \text{или} \quad \frac{m_1}{m_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad \text{но} \quad \frac{n_2}{n_1} = \beta,$$

поэтому:

$$\frac{m_1}{m_2} = \beta.$$

С другой стороны, ф-лы

$$R_1 = \frac{848}{m_1} \quad \text{и} \quad R_2 = \frac{848}{m_2}$$

позволяют отметить, что

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{m_1}{m_2},$$

поэтому

$$\frac{R_2}{R_1} = \beta,$$

откуда:

$$R_2 = \beta R_1.$$

7. Газовые смеси

С газовыми смесями приходится иметь дело во многих как теоретических, так и экспериментальных вопросах теплотехники, например, при тепловом расчете паровых котлов и при их испытании, также при расчете и испытании двигателей внутреннего сгорания, поскольку продукты сгорания являются смесью отдельных газов.

Смеси газов подчиняются закону Дальтона, согласно которому каждый газ, входящий в смесь, имеет такое давление, какое он имел бы, заполняя один весь объем, занимаемый смесью. Поэтому общее давление смеси будет равно сумме парциальных давлений. Под парциальными давлениями подразумеваются давления отдельных газов, составляющих смесь.

Следовательно, согласно закону Дальтона, имеем:

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n = \sum_1^n P_i,$$

где:

P полное давление смеси, а P_1, P_2 и т. д. — давления парциальные.

При рассмотрении основных свойств смесей необходимо остановиться на следующих вопросах:

- 1) способы задания смеси;
- 2) ф-лы соотношения объемных и весовых долей;
- 3) газовая постоянная смеси;
- 4) парциальные давления;
- 5) теплоемкость смеси.

В настоящем параграфе пятый вопрос не рассматривается: он будет разобран в отделе теплоемкости газа.

I. ЗАДАНИЕ СМЕСИ

Смесь может быть задана весовыми долями, объемными и числом килограммолекул отдельных газов. Последние два способа задания, как увидим в дальнейшем, тождественны.

а) *Весовые доли*

Весовой частью называется отношение веса газа к полному весу смеси. Весовые доли обозначаются через буквы g . Тогда:

$$g_1 = \frac{G_1}{G}; g_2 = \frac{G_2}{G}; g_3 = \frac{G_3}{G} \text{ и т. д.}$$

В этих равенствах:

G_1, G_2, \dots, G_n — веса отдельных газов.

G — полный вес смеси.

Не трудно видеть, что:

$$G_1 + G_2 + \dots + G_n = G \text{ и } g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1.$$

б) *Объемные доли*

Под объемной частью подразумевается отношение приведенного объема газа к полному объему смеси, т. е. отношение объемов газа и смеси, взятых при одинаковых давлениях и температурах.

Объемные доли обозначаются буквой r .

Тогда:

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

причем

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n \text{ и } r_1 + r_2 + r_3 + \dots + r_n = 1.$$

В этих ф-лах: V_1, V_2, V_3 и т. д. — приведенные объемы газов; а V — полный объем смеси. Последнее равенство, отмечающее, что полный объем смеси равен сумме приведенных объемов, легко подтверждается при определении приведенных объемов. Действительно, значения приведенных объемов находятся из равенств:

$$V_1 = V \frac{P_1}{P}; V_2 = V \frac{P_2}{P}; V_3 = V \frac{P_3}{P} \text{ и т. д.}$$

Произведя почленное суммирование равенств, имеем:

$$V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = V \frac{P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n}{P},$$

откуда:

$$V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = V,$$

так как по закону Дальтона:

$$P_1 + P_2 + \dots + P_n = P.$$

Ф-лы, определяющие значения приведенных объемов, получаются при почленном делении двух характеристических ур-ний:

$$\begin{aligned} P_1 V &= G_1 R_1 T, \\ P \cdot V_1 &= G_1 R_1 T, \end{aligned}$$

откуда:

$$V_1 = V \frac{P_1}{P} \quad \text{и} \quad r_1 = \frac{V_1}{V} = \frac{P_1}{P}.$$

Первое ур-ние касается состояния газа до приведения, второе после приведения, когда его давление приравняется давлению смеси.

в) Число молей газов, входящих в смесь

Последний способ задания смеси тождественен с предыдущим способом, так как отношение приведенных объемов будет равно отношению числа молей этих газов.

Действительно:

$$\begin{aligned} V_1 &= M_1 V'_m, \\ V &= M V_m, \end{aligned}$$

так как объем газа равен произведению объема моля газа на число молей. При одинаковых физических условиях объемы молей одинаковы, т. е. $V'_m = V_m$, поэтому:

$$r_1 = \frac{V_1}{V} = \frac{M_1}{M}.$$

Задание смеси молями обладает большими преимуществами, так как при этом получаются очень простые ф-лы, например, ф-лы теплоемкости, газовой постоянной и т. д.

Если смесь задана числом молей отдельных газов, то будем иметь:

$$1. \quad M = M_1 + M_2 + M_3 + \dots + M_n,$$

т. е. число молей смеси равно сумме молей отдельных газов, входящих в смесь.

$$2. \quad G_1 = m_1 M_1; \quad G_2 = m_2 M_2; \quad G_3 = m_3 M_3 \quad \text{и т. д.},$$

где G_1, G_2, \dots, G_n — веса газов, а m_1, m_2, \dots, m_n — молекулярные веса.

3. Обозначая средний молекулярный вес смеси (кажущийся молекулярный вес) через m , будем иметь:

$$G = mM \quad \text{и} \quad G = G_1 + G_2 + \dots + G_n,$$

откуда:

$$mM = m_1 M_1 + m_2 M_2 + \dots + m_n M_n,$$

тогда:

$$\begin{aligned} m &= m_1 \frac{M_1}{M} + m_2 \frac{M_2}{M} + \dots + m_n \frac{M_n}{M} = m_1 r_1 + m_2 r_2 + \dots + m_n r_n = \\ &= \sum_1^n r_i m_i; \quad m = \sum_1^n r_i m_i. \end{aligned} \quad (8)$$

Следовательно, средний, или кажущийся, молекулярный вес смеси равен сумме произведений объемных долей всех газов, входящих в смесь, на их молекулярные веса.

Все отмеченное позволяет заключить, что под средним, или кажущимся, молекулярным весом подразумевается молекулярный вес, каким обладал бы некоторый химически однородный газ, содержащий в массе, равной массе данной смеси, такое же количество молей, какое имеется в смеси.

П. ФОРМУЛЫ СООТНОШЕНИЯ

а) Соотношения между весовыми и объемными долями
Весовая доля равняется:

$$g_1 = \frac{G_1}{G} = \frac{m_1 M_1}{m \cdot M} = \frac{m_1 r_1}{m},$$

так как

$$\frac{M_1}{M} = r, \text{ но}$$

$$m = m_1 r_1 + m_2 r_2 + \dots + m_n r_n = \sum_1^n r_i m_i,$$

поэтому:

$$g_1 = \frac{m_1 r_1}{m_1 r_1 + m_2 r_2 + \dots + m_n r_n} = \frac{m_1 r_1}{\sum_1^n r_i m_i};$$

$$g_1 = \frac{m_1 r_1}{\sum_1^n r_i m_i} \quad (9)$$

по аналогии:

$$g_2 = \frac{r_2 m_2}{\sum_1^n r_i m_i} \quad \text{и} \quad g_n = \frac{m_n r_n}{\sum_1^n r_i m_i}.$$

б) Соотношение между объемными и весовыми долями

Объемная доля газа равняется:

$$r_1 = \frac{V_1}{V} = \frac{M_1}{M} = \frac{M_1}{M_1 + M_2 + \dots + M_n} = \frac{G_1/m_1}{G_1/m_1 + G_2/m_2 + \dots + G_n/m_n}$$

Разделив числитель и знаменатель второй части на полный вес смеси G и принимая во внимание, что

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

будем иметь:

$$r_1 = \frac{g_1/m_1}{g_1/m_1 + g_2/m_2 + \dots + g_n/m_n} = \frac{g_1/m_1}{\sum_1^n g_i/m_i}$$

$$r_1 = \frac{g_1/m_1}{\sum_1^n g_i/m_i} \quad (10)$$

по аналогии

$$r_2 = \frac{g_2/m_2}{\sum_1^n g_i/m_i}; \quad r_n = \frac{g_n/m_n}{\sum_1^n g_i/m_i}.$$

III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗОВОЙ ПОСТОЯННОЙ СМЕСИ

а) Смесь задана весовыми долями.

Состояние отдельных газов в смеси характеризуется следующими параметрами:

$$1\text{-й газ } P_1, V, G_1, R_1, T;$$

$$2\text{-й газ } P_2, V, G_2, R_2, T;$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$n\text{-й газ } P_n, V, G_n, R_n, T.$$

Параметры же смеси будут:

$$P, V, G, R, T.$$

При этом характеристические уравнения отдельных газов и смеси будут иметь вид:

$$\text{1-й газ } P_1 V = G_1 R_1 T;$$

$$\text{2-й газ } P_2 V = G_2 R_2 T;$$

.....

$$\text{n-й газ } P_n V = G_n R_n T;$$

$$\text{смесь } P V = G R T.$$

Просуммировав почленно характеристические уравнения отдельных газов, получим:

$$V(P_1 + P_2 + \dots + P_n) = T(G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots + G_n R_n)$$

или

$$P V = T(G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots + G_n R_n),$$

так как по закону Дальтона:

$$P_1 + P_2 + \dots + P_n = P.$$

Левая часть полученного уравнения одинакова с левой частью характеристического уравнения смеси, поэтому:

$$G R T = (G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots + G_n R_n) T,$$

откуда:

$$R = \frac{G_1}{G} R_1 + \frac{G_2}{G} R_2 + \dots + \frac{G_n}{G} R_n = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n. \quad (11)$$

Таким образом газовая постоянная смеси равняется сумме произведений весовых частей на газовые постоянные всех газов, входящих в смесь.

Подставляя в предыдущее равенство значения газовых постоянных отдельных газов, получим вторую формулу:

$$\begin{aligned} R &= g_1 \frac{848}{m_1} + g_2 \frac{848}{m_2} + \dots + g_n \frac{848}{m_n} = \\ &= 848 (g_1/m_1 + g_2/m_2 + \dots + g_n/m_n) = 848 \sum_1^n g_i/m_i \\ &R = 848 \sum_1^n g_i/m_i. \end{aligned} \quad (12)$$

б) Смесь задана объемными долями

В формулу (12) подставим значения g_1/m_1 ; g_2/m_2 и т. д., определяя их из формулы (9):

$$g_1/m_1 = \frac{r_1}{\sum_1^n r_i m_i}; \quad g_2/m_2 = \frac{r_2}{\sum_1^n r_i m_i}; \quad \text{и т. д.},$$

тогда:

$$\begin{aligned} R &= 848 \sum_1^n g_i/m_i = \frac{848}{\sum_1^n r_i m_i} (r_1 + r_2 + \dots + r_n) = \frac{848}{\sum_1^n r_i m_i}; \\ R &= \frac{848}{\sum_1^n r_i m_i}. \end{aligned} \quad (13)$$

Выражение $\sum_1^n r_i m_i$, как выше отмечалось, называется кажущимся молекулярным весом смеси. Формула $\sum_1^n r_i m_i$ позволяет определить кажущийся

молекулярный вес в зависимости от объемных долей. Простыми преобразованиями ф-ла кажущегося молекулярного веса может быть представлена функцией весовых долей газа. Действительно:

$$\begin{aligned}
 m &= \sum_1^n r_i m_i = r_1 m_1 + r_2 m_2 + \dots + r_n m_n = \\
 &= m_1 \frac{g_1/m_1}{\sum_1^n g_i/m_i} + m_2 \frac{g_2/m_2}{\sum_1^n g_i/m_i} + \dots + m_n \frac{g_n/m_n}{\sum_1^n g_i/m_i} = \\
 &= \frac{1}{\sum_1^n g_i/m_i} (g_1 + g_2 + \dots + g_n) = \frac{1}{\sum_1^n g_i/m_i}; \\
 m &= \frac{1}{\sum_1^n g_i/m_i}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

При выводе последней ф-лы, позволяющей кажущийся молекулярный вес смеси определить по весовым долям, в ф-лу $\sum_1^n r_i m_i$ были подставлены значения объемных долей r_1, r_2 и т. д. из ф-л (10).

в) Смесь задана числом молей газов, входящих в смесь¹

Согласно ф-ле (8) имеем:

$$\sum_1^n r_i m_i = m = \frac{M_1 n_1 + M_2 n_2 + \dots + M_n n_n}{M_1 + M_2 + \dots + M_n},$$

тогда ф-ла (13) примет вид:

$$R = \frac{848}{\sum_1^n r_i m_i} = \frac{848}{m},$$

где m определяется заданием смеси по ф-ле (8) или (14).

IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ

а) Смесь задана весовыми долями

Под парциальным давлением, как выше отмечалось, подразумевается давление отдельных газов, входящих в смесь.

Напишем характеристические уравнения для смеси и для газа, парциальное давление которого определяется:

$$\text{смесь } PV = GRT,$$

$$\text{газ } P_1 V = G_1 R_1 T,$$

откуда определяется искомое давление P_1 :

$$\frac{P_1}{P} = \frac{G_1 R_1}{GR}$$

и

$$P_1 = P \frac{G_1}{G} \frac{R_1}{R} = P g_1 \frac{R_1}{R}. \quad (15)$$

б) Смесь задана объемными долями

При определении приведенных объемов были выведены ф-лы:

$$r_1 = \frac{V_1}{V} = \frac{P_1}{P}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V} = \frac{P_2}{P} \text{ и т. д.}$$

Последние ф-лы позволяют определить парциальные давления

$$P_1, P_2, \dots, P_n$$

в зависимость от объемных долей по ф-лам:

$$P_1 = r_1 P; P_2 = r_2 P; \dots, P_n = r_n P. \quad (16)$$

Таким образом парциальное давление равно полному давлению смеси, умноженному на соответствующую объемную долю газа.

в) Смесь задана числом молей отдельных газов

В последнем случае парциальное давление определяется по ф-ле

$$P_1 = P \frac{M_1}{M},$$

так как

$$\frac{M_1}{M} = r_1.$$

Таблица 5

Задание смеси	Формулы соотношения	Кажущийся молек. вес	Газовая постоянная смеси	Парциальное давление
Весовыми долями g_1, g_2, \dots, g_n	$r_1 = \frac{g_1/m_1}{\sum_1^n g_i/m_i}$	$m = \frac{1}{\sum_1^n g_i/m_i}$	$R = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots$ $R = 818 \left[\frac{g_1}{m_1} + \frac{g_2}{m_2} + \dots \right]$	$P_1 = P \frac{R_1}{R} g_1$
Объемными долями $r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$	$g_1 = \frac{r_1 m_1}{\sum_1^n r_i m_i}$	$m = \sum_1^n r_i m_i$	$R = \frac{848}{\sum_1^n r_i m_i}$	$P_1 = r_1 P$

Пример 11. Определить объемный состав смеси, газовую постоянную и удельный вес смеси при нормальных условиях, если весовой состав смеси:

$$\begin{aligned} H_2 &- 8,4\%; CH_4 - 48,7\%; C_2H_4 - 10,9\%; CO - 17\%; \\ CO_2 &- 7,6\%; O_2 - 7\%; N_2 - 6,7\%. \end{aligned}$$

$$r_{H_2} = \frac{g_i/m_i}{\sum_1^n g_i/m_i} =$$

$$= \frac{0,084/2}{0,084/2 + 0,487/16 + 0,109/28 + 0,17/28 + 0,076/44 + 0,07/32 + 0,067/28} = 0,47.$$

Подобным образом определяются объемные доли других газов.

$$R = 848 \sum_1^n g_i/m_i = 848 (0,084/2 + 0,487/16 + 0,109/28 + 0,17/28 + 0,076/44 + 0,07/32 + 0,067/28) = 76,3;$$

$$\gamma_0 = \frac{37,8}{R} = \frac{37,8}{76,3} = 0,49 \text{ кг/м}^3.$$

Пример 12. Смесь задана следующими объемными долями:

CO — 0,1; H₂ — 0,45; CH₄ — 0,35; C₂H₂ — 0,04; CO₂ — 0,03; N₂ — 0,03.

Определить весовую долю углекислоты и газовую постоянную смеси:

$$g_{\text{CO}_2} = \frac{r_{\text{CO}_2} m_{\text{CO}_2}}{\sum_1^n r_i m_i} =$$

$$= \frac{0,03 \cdot 44}{0,1 \cdot 28 + 0,45 \cdot 2 + 0,35 \cdot 16 + 0,04 \cdot 28 + 0,03 \cdot 44 + 0,03 \cdot 28} = 0,105;$$

$$R = \frac{848}{\sum_1^n r_i m_i} =$$

$$= \frac{848}{0,1 \cdot 28 + 0,45 \cdot 2 + 0,35 \cdot 16 + 0,04 \cdot 28 + 0,03 \cdot 44 + 0,03 \cdot 28} = 67,4.$$

Пример 13. Определить в предыдущем примере удельный вес смеси при нормальных условиях и парциальное давление CH₄, если полное давление смеси равно 0,9 ат.

Роль молекулярного веса для смеси играет кажущийся молекулярный вес, равный:

$$\sum_1^n r_i m_i.$$

Тогда:

$$\gamma = \frac{m}{22,4} = \frac{\sum_1^n r_i m_i}{22,4} = \frac{12,53}{22,4} = 0,56 \text{ кг/м}^3;$$

$$p_{\text{CH}_4} = p \cdot r_{\text{CH}_4} = 0,9 \cdot 0,35 = 0,315 \text{ ат.}$$

Пример 14. Продукты сгорания нефти имеют следующий состав, данный в молях:

M_{O₂} = 0,07 моля; M_{N₂} = 0,66 моля; M_{CO₂} = 0,07 моля и M_{CO} = 0,066 моля.

Определить: 1) кажущийся молекулярный вес смеси; 2) газовую постоянную; 3) удельный объем смеси при нормальных условиях; 4) парциальное давление водяного пара, если полное давление продуктов сгорания p = 1,15 ат.

$$1. m = \frac{M_1 m_1 + M_2 m_2 + \dots + M_n m_n}{M_1 + M_2 + \dots + M_n} =$$

$$= \frac{0,07 \cdot 32 + 0,66 \cdot 28 + 0,07 \cdot 44 + 0,066 \cdot 18}{0,07 + 0,66 + 0,07 + 0,066} = 29,1;$$

$$2. R = \frac{848}{m} = \frac{848}{29,1} = 29,2;$$

$$3. v = \frac{V_{\text{моля}}}{m} = \frac{22,4}{29,1} = 0,77 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$4. p_{\text{H}_2\text{O}} = p \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M} = 1,15 \frac{0,066}{0,866} = 0,087 \text{ ат.}$$

8. Теплоемкость газов

а) Средняя и истинная теплоемкость газа

Пусть в некотором произвольном процессе AB (фиг. 6), протекающем с 1 кг газа, температура газа возрастает с T_1 до T_2 .

Обозначим количество тепла, подводимое к газу в процессе AB , через Q . Тогда отношение:

$$c_{AB} = \frac{Q}{T_2 - T_1},$$

отмечающее количество тепла, необходимое для повышения в процессе AB температуры 1 кг газа на 1° , называется средней теплоемкостью газа.

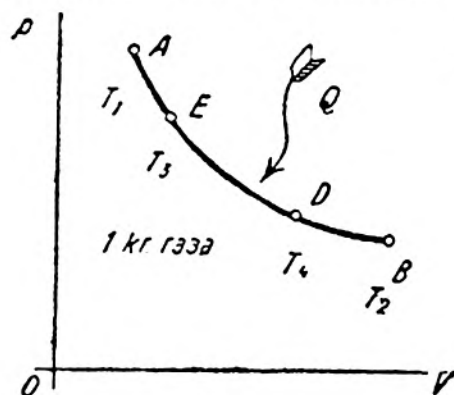
Если на линии AB взять несколько промежуточных точек, например, D и E , то средние теплоемкости газа в процессе AE и AD будут равны:

$$c_{AE} = \frac{Q_2}{T_3 - T_1} \quad \text{и} \quad c_{AD} = \frac{Q_3}{T_4 - T_1}.$$

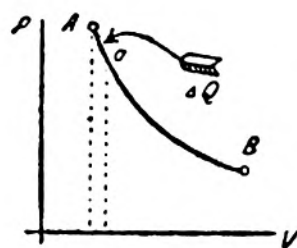
В этих ф-лах: Q_2 — тепло, сообщаемое газу в процессе AE , Q_3 — в процессе AD .

Найденные средние теплоемкости газа

$$c_{AB}, c_{AE} \text{ и } c_{AD}$$



Фиг. 6.



Фиг. 7.

для действительных газов между собой не равны, что позволяет заключить, что средняя теплоемкость газа зависит от предела изменения температуры газа в процессе. Следовательно, средняя теплоемкость, зависящая от величины колебания температуры газа в процессе, не характеризует действительную теплоемкость газа в состоянии, изображаемом точкой A . Чтобы определить истинную теплоемкость газа в состоянии A , разберем некоторый процесс Aa (фиг. 7), в котором средняя теплоемкость будет равна:

$$c_{Aa} = \frac{\Delta Q}{\Delta T}.$$

Тогда истинной теплоемкостью газа в состоянии A называется предел, к которому стремится средняя теплоемкость c_{Aa} при уменьшении ΔT . Следовательно, истинная теплоемкость газа c будет равна

$$c = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{dQ}{dT}.$$

б) Графическое изображение средней и истинной теплоемкости

Из равенства

$$c = \frac{dQ}{dT}$$

определим количество тепла, необходимое для изменения состояния газа в рассматриваемом процессе.

Имеем:

$$dQ = cdT \text{ и } Q = \int_{T_1}^{T_2} cdT.$$

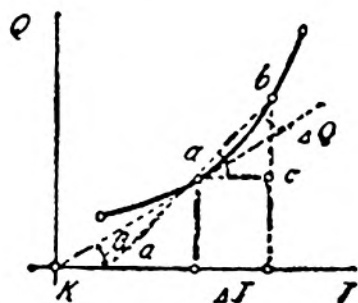
Если принять, что во взятом процессе истинная теплоемкость есть величина постоянная, то:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} cdT = c(T_2 - T_1).$$

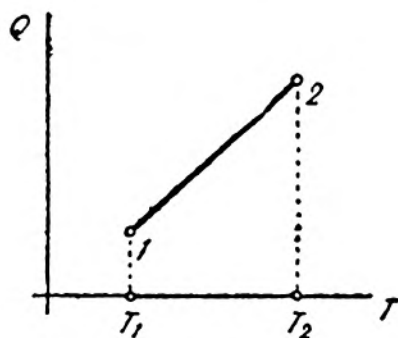
Если в системе координат $Q - T$ построить графики ур-ний:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} cdT \text{ и } Q = c(T_2 - T_1),$$

то график при переменной теплоемкости изобразится кривой AB (фиг. 8), а при постоянной — прямой $1-2$ (фиг. 9).



Фиг. 8.



Фиг. 9.

Рассматривая элементарный процесс $a-b$, видим, что средняя теплоемкость газа, равная:

$$c_{ab} = \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

графически изобразится тангенсом угла секущей ab с осью T (угол cab), истинная же теплоемкость газа в состоянии a равна $\lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T}$, тангенсом угла касательной ak с осью T , т. е.

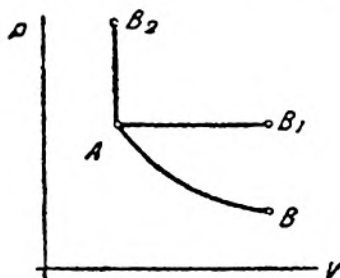
$$c_{ab} = \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \text{tg } bac = \text{tg } \alpha \text{ и } c_a = \frac{dQ}{dT} = \text{tg } \beta.$$

в) Теплоемкости газа c_v , c_p и их зависимость от температуры

Определяя истинную теплоемкость, как предел средней теплоемкости $c = \frac{\Delta Q}{\Delta T}$ при ΔT , стремящемся к нулю, можно отметить, что величина ее зависит от количества тепла ΔQ , участвующего в процессе, т. е. зависит от характера процесса. Можно представить, что от начального состояния A осуществляется целый ряд произвольных термодинамических процессов, графики которых будут AB , AB_1 , AB_2 и т. д. (фиг. 10). В отдельных процессах ΔQ будем иметь различное значение, а следовательно, и теплоемкость газа, равная:

$$c = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

для этих процессов будет принимать различные значения. Действительно, в приведенных процессах AB , AB_1 , AB_2 и т. д. ΔQ не могут быть одинаковыми, так как количество тепла, расходуемое на нагревание газа в рассматриваемых процессах, должно быть различным, и наименьшим оно будет для процесса AB_2 ($v = \text{const}$), в котором происходит только нагревание газа и не совершается внешней работы. В других же процессах будет наблюдаться расширение газа, а следовательно, будет развиваться та или иная величина работы, на которую будет расходоваться добавочное количество тепла. Итак, теплоемкость газа зависит от характера процесса и для каждого процесса газ будет иметь соответствующую этому процессу теплоемкость. Из всевозможных теплоемкостей, которые имеет газ в различных термодинамических процессах, имеют большое



Фиг. 10.

значение теплоемкости, соответствующие процессам $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Эти теплоемкости обозначаются через c_v и c_p .

Теплоемкости c_v и c_p для действительных газов суть величины переменные, зависящие от температуры: с возрастанием температуры теплоемкости c_v и c_p тоже возрастают. Пренебрегать переменностью теплоемкости невозможно, поскольку в различных теплотехнических процессах часто наблюдается значительное изменение температуры. Так, например, в двигателях внутреннего сгорания имеется широкий предел изменения температуры газов в процессе сгорания примерно с 700 до 1700° , и было бы ошибкой в этом случае не считаться с переменностью теплоемкости. Многочисленные опытные исследования установили, что теплоемкости c_v и c_p суть прямые функции температуры. Для двухатомных газов теплоемкость газов рассматривается как линейная функция температуры газа, т. е.:

$$c = f(T) = a + bT.$$

Коэффициенты a и b постоянны, но отдельными исследователями, им приписываются различные значения.

Для двухатомных газов молекулярная теплоемкость есть величина постоянная. Под молекулярной теплоемкостью подразумевается теплота, необхо-

димая для нагревания на один градус одного моля. Равенство молекулярных теплоемкостей двухатомных газов позволяет написать, что:

$$m_1 c_1 = m_2 c_2 = m_3 c_3 = \dots = m_n c_n = \text{const.}$$

Ниже приводятся ф-лы Лангена — Шребера, Гольборна — Геннинга, Пира и Партингтона — Шиллинга, устанавливающие зависимость средней теплоемкости от температуры. Предварительно необходимо отметить, что средняя теплоемкость газа определяется по истинной теплоемкости из равенства:

$$[c]_{t_1}^{t_2} = \frac{Q}{t_2 - t_1},$$

где Q — тепло, расходуемое в рассматриваемом процессе с изменением температуры газа от t_1 до t_2 . Тепло Q , в свою очередь определяется по истинной теплоемкости газа по формуле:

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

Тогда средняя теплоемкость $[c]_{t_1}^{t_2}$ будет равняться:

$$[c]_{t_1}^{t_2} = \frac{Q}{t_2 - t_1} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} c dt.$$

$$\text{Если } t_1 = 0, \text{ а } t_2 = t, \text{ то } [c]_0^t = \frac{1}{t} \int_0^t c dt.$$

Последняя ф-ла позволяет вывести зависимость средней теплоемкости от температуры, если известна функциональная зависимость истинной теплоемкости от температуры.

В общем виде функциональная зависимость истинной теплоемкости от температуры может быть представлена ф-лой

$$c = a + bt + dt^2 + \dots$$

В частных случаях последняя ф-ла принимает двучленный вид (например, для двухатомных газов):

$$c = a + bt.$$

Тогда средняя теплоемкость газа будет определяться по следующим ф-лам.

1. Общий случай.

$$\begin{aligned} [c]_0^t &= \frac{1}{t} \int_0^t c dt = \frac{1}{t} \int_0^t (a + bt + dt^2 + \dots) dt = \\ &= \frac{1}{t} \left(at + \frac{1}{2} bt^2 + \frac{1}{3} dt^3 + \dots \right) = a + \frac{b}{2} t + \frac{d}{3} t^2 + \dots \end{aligned}$$

2. Двухатомные газы.

$$[c]_0^t = \frac{1}{t} \int_0^t c dt = \frac{1}{t} \int_0^t (a + bt) dt = \frac{1}{t} \left(at + \frac{b}{2} t^2 \right) = a + \frac{b}{2} t.$$

Таким образом ф-лы истинной и средней теплоемкости двухатомных газов отличаются только коэффициентом при слагаемом, содержащим t , который в ф-ле средней теплоемкости имеет значение в два раза меньшее, чем в ф-ле истинной теплоемкости.

Так, например, в ф-лах Лангена — Шребера для двухатомных газов имеем:

- 1) истинная молекулярная теплоемкость при постоянном объеме:

$$mc_v = 4,625 + 0,001067t;$$

- 2) средняя молекулярная теплоемкость:

$$[mc_v]_0^T = 4,625 + 0,00053T.$$

В приведенных в таблице 6 ф-лах теплоемкости mc_p и mc_v отличаются только первыми слагаемыми, не содержащими множителем температуру газа. Последнее объясняется тем, что разность теплоемкостей mc_p и mc_v является величиной постоянной, не зависящей от температуры, в дальнейшем это будет доказано. Разность теплоемкостей $mc_p - mc_v = 1,99$. Последняя ф-ла выводится в § 14.

Таблица 6

ФОРМУЛЫ СРЕДНЕЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ.

Авторы	Газ	Молекулярная теплоемкость mc_v	Молекулярная теплоемкость mc_p
Ланген — Шребер	Двухат. CO ₂ H ₂ O	$mc_v = 4,625 + 0,00053T$	$mc_p = 6,615 + 0,00053T$
		$mc_v = 6,774 + 0,00189T$	$mc_p = 8,764 + 0,00189T$
		$mc_v = 6,855 + 0,00116T$	$mc_p = 8,845 + 0,00116T$
Гольборн — Геннинг	Двухат. CO ₂	$mc_v = 4,59 + 0,000532t$	$mc_p = 6,58 + 0,000532t$
		$mc_v = 6,85 + 0,00326t - 0,000000792t^2$	$mc_p = 8,84 + 0,00326t - 0,000000792t^2$
	H ₂ O	$mc_v = 6,44 - 0,0003815t + 0,000000792t^2$	$mc_p = 8,43 - 0,0003815t + 0,000000792t^2$
Пир	Двухат. CO ₂	$mc_v = 4,9 + 0,00045t$	$mc_p = 6,89 + 0,00045t$
		$mc_v = 6,8 + 0,0033t - 0,00000095t^2 - 0,000000001t^3$	$mc_p = 8,79 + 0,0033t - 0,00000095t^2 + 0,000000001t^3$
	H ₂ O	$mc_v = 6,065 + 0,0005t + 0,0000000002t^3$	$mc_p = 8,055 + 0,0005t + 0,0000000002t^3$

Формулы молекулярной теплоемкости позволяют также отметить, что легкие газы обладают большими теплоемкостями, чем тяжелые газы. Наиболее точными ф-лами, устанавливающими функциональную зависимость теплоемкости газа от температуры, считаются ф-лы Партингтона — Шиллинга. Формулы Партингтона — Шиллинга для истинной теплоемкости при постоянном объеме имеют вид:

Для N_2, O_2, CO и воздуха для температур от 0° до $2000^\circ C$:

$$m c_p = 4,97 + 0,00017t + 0,00000031t^2.$$

» H_2 :

$$m c_p = 4,85 + 0,0007t.$$

» H_2O для температур от 100° до $1700^\circ C$:

$$m c_p = 6,75 - 0,00119t - 0,00000434t^2.$$

» H_2O для температур от 1700° до $2300^\circ C$:

$$m c_p = 12,652 - 0,02214t - 0,00000467t^2.$$

» CO_2 для температур от 0° до $2000^\circ C$:

$$m c_p = 6,7 + 0,0045t - 0,00000102t^2.$$

Средняя теплоемкость определяется по ф-ле:

$$[c]_0^t = a + \frac{b}{2}t + \frac{d}{3}t^2.$$

Значения средней теплоемкости газов по ф-лам Партингтона — Шиллинга даны в таблицах 7 и 8 (стр. 34).

Во второй части термодинамики будут отмечены результаты работ Клоблаух и Раисч по определению теплоемкости водяного пара. Отмеченными работами установлена зависимость теплоемкости водяного пара не только от температуры, но и от давления.

Пример 15. Определить среднюю теплоемкость кислорода при постоянном давлении для температуры $1000^\circ C$.

1. По ф-лам Лангена — Шребера:

$$c_p = \frac{1}{m} (4,625 + 0,00053T) = \frac{1}{32} (4,625 + 0,00053 \cdot 1273) = 0,1656 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ C}.$$

2. По ф-лам Гольборна — Геннинга:

$$c_p = \frac{1}{m} (4,59 + 0,000532t) = \frac{1}{32} (4,59 + 0,000532 \cdot 1000) = 0,1600 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ C}.$$

3. По формулам Пира:

$$c_p = \frac{1}{m} (4,9 + 0,00045t) = \frac{1}{32} (4,9 + 0,00045 \cdot 1000) = 0,1672 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ C}.$$

4. По ф-лам Партингтона — Шиллинга:

$$\begin{aligned} m c_p &= 4,97 + \frac{0,00017t}{2} + \frac{0,00000031}{3} t^2 = \\ &= 4,97 + \frac{0,00017}{2} 1000 + \frac{0,00000031}{3} 1000^2; \end{aligned}$$

откуда:

$$c_p = \frac{1}{32} (4,97 + 0,000085 \cdot 1000 + 0,000000103 \cdot 1000^2) = 0,1612 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ C}.$$

Таблица 7

СРЕДНЯЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПРИ ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ НА 1 кг

°C	Воздух	N ₂ и CO	O ₂	CO ₂	H ₂ O	H ₂
0	0,1715	0,1775	0,1553	0,1523	0,3521	2,406
100	0,1718	0,1778	0,1556	0,1573	0,3466	2,423
200	0,1722	0,1783	0,1560	0,1622	0,3467	2,441
300	0,1727	0,1787	0,1564	0,1669	0,3473	2,458
400	0,1732	0,1793	0,1569	0,1725	0,3485	2,475
500	0,1738	0,1799	0,1574	0,1759	0,3513	2,492
600	0,1745	0,1806	0,1581	0,1802	0,3550	2,510
700	0,1753	0,1814	0,1587	0,1843	0,3587	2,527
800	0,1761	0,1823	0,1595	0,1882	0,3634	2,545
900	0,1770	0,1832	0,1603	0,1921	0,3688	2,562
1 000	0,1780	0,1842	0,1612	0,1957	0,3749	2,579
1 100	0,1790	0,1852	0,1621	0,1992	0,3817	2,597
1 200	0,1801	0,1864	0,1631	0,2025	0,3889	2,614
1 300	0,1813	0,1876	0,1642	0,2057	0,3975	2,632
1 400	0,1826	0,1890	0,1653	0,2087	0,4065	2,649
1 500	0,1839	0,1903	0,1665	0,2116	0,4263	2,666
1 600	0,1853	0,1918	0,1678	0,2143	0,4265	2,684
1 700	0,1868	0,1933	0,1691	0,2169	0,4380	2,701
1 800	0,1883	0,1949	0,1705	0,2193	0,4499	2,718
1 900	0,1899	0,1965	0,1720	0,2215	0,4625	2,736
2 000	0,1916	0,1983	0,1735	0,2236	0,4748	2,753

Таблица 8

СРЕДНЯЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ НА 1 кг

°C	Воздух	N ₂ и CO	O ₂	CO ₂	H ₂ O	H ₂
0	0,2404	0,2489	0,2178	0,2989	0,4740	3,391
100	0,2406	0,2490	0,2179	0,2034	0,4633	3,409
200	0,2410	0,2494	0,2182	0,2080	0,4613	3,426
300	0,2414	0,2498	0,2186	0,2126	0,4615	3,443
400	0,2419	0,2504	0,2191	0,2171	0,4629	3,461
500	0,2425	0,2510	0,2196	0,2219	0,4640	3,478
600	0,2432	0,2517	0,2202	0,2256	0,4676	3,496
700	0,2439	0,2524	0,2209	0,2297	0,4710	3,513
800	0,2447	0,2533	0,2217	0,2336	0,4756	3,530
900	0,2457	0,2543	0,2225	0,2374	0,4811	3,548
1 000	0,2466	0,2552	0,2233	0,2410	0,4872	3,565
1 100	0,2477	0,2563	0,2243	0,2445	0,4938	3,582
1 200	0,2488	0,2575	0,2253	0,2478	0,5012	3,600
1 300	0,2499	0,2587	0,2264	0,2510	0,5093	3,617
1 400	0,2512	0,2600	0,2275	0,2540	0,5180	3,635
1 500	0,2525	0,2613	0,2287	0,2569	0,5276	3,652
1 600	0,2539	0,2628	0,2299	0,2596	0,5380	3,669
1 700	0,2554	0,2643	0,2313	0,2621	0,5493	3,687
1 800	0,2569	0,2659	0,2327	0,2645	0,5614	3,704
1 900	0,2585	0,2675	0,2341	0,2668	0,5737	3,721
2 000	0,2602	0,2693	0,2356	0,2689	0,5869	3,739

Таким образом при определении средней теплоемкости с точностью до сотых долей получились совпадающие результаты при пользовании формулами различных авторов.

Наибольшие значения соответствуют ф-лам Пира.

$$г) \text{ Коэффициент } k = \frac{c_p}{c_v}.$$

Отношение теплоемкостей c_p и c_v обозначается через k . Коэффициент k является функцией температуры, но, в отличие от теплоемкостей, с увеличением температуры коэффициент k убывает. Последнее объясняется тем, что теплоемкость c_v с увеличением температуры возрастает значительно, чем теплоемкость c_p . Отмеченное подтверждается ф-лами, устанавливающими функциональную зависимость теплоемкостей c_p и c_v от температуры. Уменьшение коэффициента k при увеличении температуры газа подтверждается также следующими ф-лами:

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \left(c_v + \frac{1,99}{m} \right) : c_v = 1 + \frac{1,99}{m c_v} = 1 + \frac{1,99}{4,625 + 0,00106 T}.$$

Зависимость коэффициента k от T для интервала температур, наиболее часто встречающегося, близка к линейной, а поэтому может быть выражена равенством:

$$k = k_0 - aT.$$

Для двухатомных газов:

$$k_0 = 1,41 \text{ и } a = \frac{0,572}{10\,000}.$$

Пример 16. Определить коэффициент $k = \frac{c_p}{c_v}$ для окиси углерода при 727°C .

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{6,615 + 0,00106 \cdot 1\,000}{4,625 + 0,00106 \cdot 1\,000} = 1,35.$$

д) Объемная теплоемкость

Под объемной теплоемкостью подразумевается количество тепла, необходимое для нагревания 1 м^3 на 1° .

Объемная теплоемкость, обозначаемая через C , определяется по весовой теплоемкости, т. е. теплоемкости, отнесенной к 1 кг газа. Объемная теплоемкость определяется из равенства:

$$mc = VC,$$

откуда:

$$C = \frac{mc}{V}.$$

Приведенное равенство вполне очевидно, так как отмечает теплоемкость моля газа, которую можно представить произведением весовой теплоемкости на вес моля или произведением объемной теплоемкости на

объем моля. Поэтому в выведенной формуле объем V есть объем моля, равный $22,4 \text{ м}^3$ (при 760 мм и 0°Ц) или $24,4 \text{ м}^3$ (при 1 ат и 15°Ц).

При этих условиях объемная теплоемкость газа будет равна:

$$C = \frac{mc}{22,4} \text{ или } C = \frac{mc}{24,4} (736 \text{ мм и } 15^\circ \text{Ц}).$$

Для двухатомных газов ф-лы примут вид:

$$C_v = \frac{mc_v}{22,4} = \frac{1}{22,4} (4,625 + 0,00106 T) \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ \text{Ц}};$$

$$C_p = \frac{mc_p}{22,4} = \frac{1}{22,4} (6,615 + 0,00106 T) \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ \text{Ц}}.$$

При этом:

$$C_p - C_v = \frac{m}{22,4} (c_p - c_v) = \frac{m}{22,4} \cdot \frac{1,99}{m} = 0,088 \text{ (при } 760 \text{ мм и } 0^\circ \text{Ц)} \text{ и}$$

$$C_p - C_v = 0,081 \text{ (при } 1 \text{ ат и } 15^\circ \text{Ц)}.$$

Приведенные выше ф-лы весовой и объемной теплоемкости газа позволяют заключить, что весовая теплоемкость является функцией только температуры, тогда как объемная теплоемкость есть функция не только температуры, но и давления газа. Кроме того, ф-лы объемной теплоемкости отмечают, что при одинаковых физических условиях все двухатомные газы имеют одинаковые объемные теплоемкости. Объемная теплоемкость газа при условиях, отличных от нормальных, определяется также из ф-лы:

$$C = \frac{mc}{V},$$

но только в ней молекулярная теплоемкость mc должна быть определена по заданной температуре, а объем моля V определен по заданному давлению и температуре.

Так как при p_1 и T_1 молекулярная теплоемкость и объем моля будут равны (для двухатомных газов):

$$mc_v = 4,625 + 0,00106 T_1$$

и

$$V_1 = V \cdot \frac{p_0 T_1}{p_1 T_0} = 24,4 \frac{1}{p_1} \cdot \frac{T_1}{(273 + 15)};$$

то соответствующая объемная теплоемкость будет равняться:

$$C_v = \frac{mc_v}{V} = \frac{p_1 \cdot 288}{24,4 \cdot 1 \cdot T_1} (4,625 + 0,00106 T_1) = (54,547 + 0,0125 T_1) \frac{p_1}{T_1} \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ \text{Ц}}.$$

Подобным же образом определяется и ф-ла теплоемкости C_p , вид которой будет:

$$C_p = (78,017 + 0,0125 T_1) \frac{p_1}{T_1}.$$

В обеих ф-лах давление p_1 — в кг/см^2 .

ПРИМЕР 17. Определить истинную и среднюю объемную теплоемкость C_v окиси углерода при нормальных условиях.

Истинная:

$$C_v = \frac{mc_v}{24,4} = \frac{1}{24,4} (4,625 + 0,00106 T) = \\ = \frac{1}{24,4} \cdot (4,625 + 0,00053 \cdot 288) = 0,202 \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{Ц}} \text{ (при } 1 \text{ ат и } 15^\circ \text{ Ц).}$$

Средняя:

$$C_v = \frac{1}{24,4} \cdot (4,625 + 0,00053 \cdot T) = \frac{1}{24,4} \cdot (4,625 + 0,00053 \cdot 288) = \\ = 0,196 \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{Ц}} \text{ (при } 1 \text{ ат и } 15^\circ \text{ Ц).}$$

ПРИМЕР 18. Определить по ф-ле Пира среднюю теплоемкость азота при постоянном объеме:

- 1) весовую теплоемкость при 15° ;
 - 2) молекулярную » » —;
 - 3) объемную » » 1 ат и 15° Ц.
1. Молекулярная теплоемкость mc_v :

$$mc_v = 4,9 + 0,00045 t = 4,9 + 0,00045 \cdot 15 = 4,907 \frac{\text{кал}}{\text{мол } ^\circ\text{Ц}};$$

2. Теплоемкость 1 кг:

$$c_v = \frac{1}{m} (4,9 + 0,00045 \cdot 15) = 0,175 \frac{\text{кал}}{\text{кг } ^\circ\text{Ц}};$$

3. Теплоемкость 1 м^3 при 1 ат и 15° Ц:

$$C_v = \frac{mc_v}{V} = \frac{4,907}{24,4} = 0,201 \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{Ц}}.$$

ПРИМЕР 19. По ф-ле Гольборна—Геннинга определить объемную среднюю теплоемкость C_p кислорода при давлении 8 ат и 400° Ц:

$$C_p = \frac{mc_p}{V} = \frac{6,58 + 0,000532 \cdot 400}{24,4 \frac{1}{p_1} \frac{T_1}{288}} = \frac{6,58 + 0,000532 \cdot 400}{24,4 \cdot \frac{1 \cdot 673}{8 \cdot 288}} = 0,95 \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{Ц}}.$$

Таблица 9.

Теплоемкость газа	Общие формулы	Для двухатомных газов (по формулам Лангена—Шребера)
Формулы истинной теплоемкости газа	$c = a + bt + dt^2 + \dots$	$c = a + bt$ $c_v = \frac{1}{m} (4,625 + 0,00106 T) \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг } ^\circ\text{Ц}} \right]$ $c_p = \frac{1}{m} (6,615 + 0,00106 T) \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг } ^\circ\text{Ц}} \right]$

Теплоемкость газа	Общие формулы	Для двухатомных газов (по формулам Лангея—Шребера)	
Формулы средней теплоемкости газа	$c = a + \frac{b}{2}t + \frac{d}{3}t^2 + \dots$	$c = \rho + \frac{b}{2}t$ $c_p = \frac{1}{m} (4,625 + 0,00053 T) \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}} \right]$ $c_p = \frac{1}{m} (6,615 + 0,00053 T) \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}} \right]$	
Формулы объемной теплоемкости газа	При нормальных условиях	<p>при 0° и 760 мм</p> $C = \frac{mc}{22,4} \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$ <p>при 15° и 1 ат</p> $C = \frac{mc}{24,4} \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$	<p>при 0° и 760 мм</p> $C_p = 0,2193 \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]; C_p = 0,3079 \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$ <p>при 15° и 1 ат</p> $C_p = 0,2018 \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]; C_p = 0,2836 \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$
	Произвольн. условия p_1 и T_1	$C = \frac{mc p \cdot 288}{24,4 \cdot 1 \cdot T_1} \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$	$C_p = (54,547 + 0,0125) \frac{p_1}{T_1} \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$ $C_p = (78,017 + 0,0125) \frac{p_1}{T_1} \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3^\circ\text{Ц}} \right]$
Формулы соотношения теплоемкости c_p и c_v	$c_p - c_v = AR = \frac{1,99}{m}$ $\frac{c_p}{c_v} = k$	при нормальных условиях $k = 1,41$	

9. Теплоемкость смеси газов

При решении вопросов, касающихся определения теплоемкости смеси, условия задания бывают очень разнообразны. Действительно, во-первых, смесь может быть задана различными способами, как, например, весовыми долями, объемными и числом молей отдельных газов, составляющих смесь; во-вторых, теплоемкость смеси, как и теплоемкость газов, может быть отнесена к 1 кг, к 1 м³ и к 1 молю смеси. Для каждого отдельного случая задания можно вывести соответствующую ф-лу, определяющую искомую теплоемкость при взятых условиях, но проще, если во всех случаях сперва определить теплоемкость 1 кг смеси, а потом уже по найденной теплоемкости 1 кг смеси определять теплоемкость 1 м³ и 1 моля смеси.

При этом приходится пользоваться следующими ф-лами;

$$c' = mc \text{ и } C = \frac{mc}{V_m}$$

где: m — кажущийся молекулярный вес смеси, равный:

$$m = \sum_1^n r_i m_i = \frac{1}{\sum_1^n g_i/m_i}$$

V — объем моля смеси, равный $22,4 \text{ м}^3$ или $24,4 \text{ м}^3$;

C — теплоемкость 1 м^3 смеси;

c' — теплоемкость 1 моля;

c — теплоемкость 1 кг.

После общих замечаний перейдем к определению теплоемкости смеси при различных заданиях.

1. Определение теплоемкости 1 кг смеси при задании смеси весовыми долями.

Искомая теплоемкость определяется из равенства:

$$cG = c_1 G_1 + c_2 G_2 + \dots + c_n G_n,$$

которое отмечает, что теплота, необходимая для нагревания смеси на 1° , расходуется на нагревание на 1° всех газов, входящих в смесь.

Из предыдущего равенства имеем:

$$c = \frac{G_1}{G} c_1 + \frac{G_2}{G} c_2 + \dots + \frac{G_n}{G} c_n = g_1 c_1 + g_2 c_2 + \dots + g_n c_n = \sum_1^n g_i c_i. \quad (17)$$

Последняя ф-ла является искомой; все входящие в нее теплоемкости относятся к 1 кг газа.

2. Определение теплоемкости 1 кг смеси при задании смеси объемными долями.

В предыдущую ф-лу подставим значения весовых долей по ф-лам:

$$g_1 = \frac{r_1 m_1}{\sum_1^n r_i m_i}; \quad g_2 = \frac{r_2 m_2}{\sum_1^n r_i m_i} \text{ и т. д.};$$

при этом будем иметь:

$$c = \sum_1^n g_i c_i = \frac{1}{\sum_1^n r_i m_i} \sum_1^n r_i m_i c_i. \quad (18)$$

В этой ф-ле так же, как и в предыдущей, все входящие в нее теплоемкости относятся к 1 кг газа.

3. Определение теплоемкости 1 кг смеси при задании смеси числом молей отдельных газов.

Обозначим через M_1, M_2, \dots, M_n число молей отдельных газов, при этом кажущийся молекулярный вес смеси будет равен:

$$m = \sum_1^n r_i m_i = \frac{M_1 m_1 + M_2 m_2 + \dots}{M_1 + M_2 + \dots} = \frac{\sum_1^n M_i m_i}{\sum_1^n M_i} \text{ (ф-ла 8),}$$

а веса газов и смеси найдутся из выражения:

$$G_1 = M_1 m_1; \quad G_2 = M_2 m_2; \quad \text{и т. д.} \quad G = Mm = \sum_1^n M_i m_i.$$

При заданных условиях теплоемкость 1 кг смеси может быть определена из равенства (17), в котором предварительно веса отдельных газов должны быть заменены произведением веса моля на число молей. При этом имеем:

$$Mmc = M_1 m_1 c_1 + M_2 m_2 c_2 + \dots + M_n m_n c_n,$$

откуда:

$$c = \frac{\sum_1^n M_i m_i c_i}{\sum_1^n M_i m_i}. \quad (19)$$

Предыдущие ф-лы значительно упрощаются, если смесь состоит только из двухатомных газов, так как молекулярные теплоемкости этих газов одинаковые.

Обозначим молекулярную теплоемкость двухатомных газов ф-лой:

$$mc = A + BT.$$

При этом предыдущие ф-лы примут следующий вид:

$$c = \sum_1^n g_i c_i = (A + BT) \sum_1^n g_i / m_i; \quad c' = \frac{\sum_1^n r_i m_i c_i}{\sum_1^n r_i m_i} = \frac{A + BT}{\sum_1^n r_i m_i};$$

$$c = \frac{\sum_1^n M_i m_i c_i}{\sum_1^n M_i m_i} = (A + BT) \frac{\sum_1^n M_i}{\sum_1^n M_i m_i}.$$

Примечание. Для определения теплоемкости смеси приводится часто ф-ла:

$$C = r_1 C_1 + r_2 C_2 + \dots + r_n C_n = \sum_1^n r_i C_i;$$

Указанная ф-ла получается из следующего вполне очевидного равенства:

$$VC = V_1 C_1 + V_2 C_2 + \dots + V_n C_n.$$

Отмеченная ф-ла, имея простое строение, обладает тем неудобством, что в нее входят объемные теплоемкости газов, которые обычно приходится определять по весовым теплоемкостям.

Таблица 10

Задание смеси	Формулы теплоемкости смеси газов
Весовыми долями	$c = \sum_1^n g_i c_i \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}} \right]$

Задание смеси	Формулы теплоемкости смеси газов
Объемными долями	$c = \frac{1}{\sum_1^n r_i m_i} \sum_1^n r_i m_i c_i \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}} \right]$ $C = \sum_1^n r_i C_i \left[\frac{\text{кал}}{\text{м}^3\text{ }^\circ\text{Ц}} \right]$
Молями отдельных газов	$c = \frac{\sum_1^n M_i m_i c_i}{\sum_1^n M_i m_i} \left[\frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}} \right]$

ПРИМЕР 20. Принимая весовой состав воздуха равным $g_{N_2} = 0,77$ и $g_{O_2} = 0,23$, определить его среднюю теплоемкость при постоянном давлении на 1 кг, на 1 моль и на 1 м³ (при нормальных условиях).

1. Теплоемкость 1 кг воздуха:

$$c_p = (6,58 + 0,000532 t) (g_1/m_1 + g_2/m_2) = \\ = \left(\frac{0,77}{28} + \frac{0,23}{32} \right) (6,58 + 0,000532 \cdot 15) = 0,224 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}}.$$

2. Теплоемкость 1 моля воздуха.

Кажущийся молекулярный вес воздуха равен:

$$m = \frac{1}{\sum_1^n g_i/m_i} = \frac{1}{0,77/28 + 0,23/32}.$$

Тогда молекулярная теплоемкость воздуха будет равна

$$m c_p = 6,58 + 0,000532 \cdot 15 = 6,588 \frac{\text{кал}}{\text{мол}^\circ\text{Ц}}.$$

ПРИМЕР 21. При испытании двигателя Дизеля найден следующий состав продуктов сгорания 1 кг нефти:

$$G_{CO_2} = 3,14 \text{ кг}; G_{CO} = 0,005 \text{ кг}; G_{N_2} = 18,55 \text{ кг}; G_{O_2} = 2,3 \text{ кг} \\ \text{и } G_{H_2O} = 1,2 \text{ кг}.$$

Температура газов при выхлопе равна 400°Ц.

Определить по ф-лам Гольборна — Геннинга среднюю теплоемкость c_p продуктов сгорания нефти.

$$c_p = \frac{1}{G} \left[\left(\frac{G_{O_2}}{m_{O_2}} + \frac{G_{N_2}}{m_{N_2}} + \frac{G_{CO}}{m_{CO}} \right) (6,58 + 0,000532 t) + \right. \\ \left. + \frac{G_{CO_2}}{m_{CO_2}} (8,84 + 0,00326 t - 0,000000792 t^2) + \right. \\ \left. + \frac{G_{H_2O}}{m_{H_2O}} (8,43 - 0,0003815 t + 0,000000792 t^2) \right] = \\ = \frac{1}{25,195} \cdot \left[\left(\frac{2,3}{32} + \frac{18,55}{28} + \frac{0,005}{28} \right) \cdot (6,58 + 0,000532 \cdot 400) + \right. \\ \left. + \frac{3,14}{44} \cdot (8,84 + 0,00326 \cdot 400 - 0,000000792 \cdot 400^2) + \right. \\ \left. + \frac{1,2}{18} \cdot (8,43 - 0,0003815 \cdot 400 + 0,000000792 \cdot 400^2) \right] = 0,24 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}}.$$

Пример 22. Продукты сгорания имеют объемный состав:

$$r_{\text{CO}_2} = 0,078; r_{\text{H}_2\text{O}} = 0,170; r_{\text{N}_2} = 0,714; r_{\text{O}_2} = 0,038.$$

Определить по ф-лам Гольборна—Геннинга среднюю теплоемкость при постоянном давлении продуктов сгорания на 1 кг, 1 моль и 1 м³ при нормальных условиях (1 ат и 15° Ц).

1. Теплоемкость 1 кг (ф-ла 18):

$$c_p = \frac{1}{\sum_1^n r_i m_i} \sum_1^n r_i m_i c_i =$$

$$= \frac{1}{0,078 \cdot 44 + 0,170 \cdot 18 + 0,714 \cdot 28 + 0,038 \cdot 32} [(8,84 +$$

$$+ 0,00326 \cdot 15 - 0,000000792 \cdot 15^2) \cdot 0,078 +$$

$$+ 0,170 (8,43 - 0,0003815 \cdot 15 + 0,000000792 \cdot 15^2) +$$

$$+ (0,714 + 0,038) (6,58 + 0,000532 \cdot 15)] = 0,25.$$

2. Теплоемкость 1 моля газа:

$$m c_p = \sum_1^n r_i m_i = 27,7 \cdot 0,25 = 7,079 \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot ^\circ\text{Ц}}.$$

3. Теплоемкость 1 м³:

$$C_p = \frac{m c_p}{24,4} = \frac{7,079}{24,4} = 0,29 \frac{\text{кал}}{\text{м}^3 \cdot ^\circ\text{Ц}}.$$

Пример 23. При полном сгорании 1 кг нефти получают продукты сгорания состава:

двухатомных газов—M'	= 0,896	молей
углекислоты	— M'' = 0,072	»
водяных паров	— M''' = 0,065	»

Определить по ф-лам Лангена—Шребера суммарную среднюю теплоемкость c_p продуктов сгорания 1 кг нефти; теплоемкость 1 моля продуктов сгорания; теплоемкость 1 м³. Температура продуктов сгорания 500° Ц, давление 1,2 ат.

1. Теплоемкость продуктов сгорания 1 кг нефти:

$$c_p = M' c_p' + M'' c_p'' + M''' c_p''' = 0,896 (6,615 + 0,00053 T) +$$

$$+ 0,072 (8,764 + 0,00189 T) + 0,065 (8,845 + 0,0116 T) =$$

$$= 6,716 + 0,001365 T = 6,716 + 0,001365 \cdot 773 = 7,771 \frac{\text{кал}}{^\circ\text{Ц}}.$$

2. Теплоемкость 1 моля продуктов сгорания:

$$m c_p = \frac{M' c_p' + M'' c_p'' + M''' c_p'''}{M' + M'' + M'''} = \frac{7,771}{0,896 + 0,072 + 0,065} = 7,52 \frac{\text{кал}}{\text{моль} \cdot ^\circ\text{Ц}}.$$

3. Теплоемкость 1 м³ продуктов сгорания при 1,2 ат и 500 °C

$$C'_p = \frac{mc_p}{V'}, \text{ где } V' = 24,4 \frac{p}{p_1} \frac{T_1}{T} = 24,4 \cdot \frac{1}{1,2} \cdot \frac{773}{288} = 54,6 \text{ м}^3.$$

Тогда

$$C'_p = \frac{mc_p}{V'} = \frac{7,52}{54,6} = 0,138 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^3 \text{ } ^\circ\text{C}}.$$

10. Смешение газов различных давлений и температур

При определении постоянной смеси газов по ф-ле:

$$R = \frac{G_1}{G} R_1 + \frac{G_2}{G} R_2 + \dots$$

полагали, что смесь уже образована и все газы, входящие в смесь, имеют один и тот же объем, равный объему смеси, и общую температуру. Представим теперь, что смесь еще не образована, т. е. имеются в нескольких сосудах объемом V_1, V_2, \dots, V_n газы, температура которых $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$, а давление p_1, p_2, \dots, p_n . Нашей задачей будет определение средней температуры, полного давления и газовой постоянной смеси газов, которая образуется при смешении отдельных газов, т. е. при сообщении между собой всех сосудов. Объем смеси после сообщения сосудов будет:

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n,$$

а полный вес смеси:

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + \dots + G_n.$$

а) Определение средней температуры смеси T

Теплосодержание смеси будет равно сумме теплосодержаний отдельных газов в смеси, т. е. тепловой запас смеси образуется из тепловых запасов смешиваемых газов. Представляя тепловой запас газа выражением $Gc_p T$, найдем теплосодержание смеси по формуле:

$$Gc_p T = G_1 c_{p1} T_1 + G_2 c_{p2} T_2 + G_3 c_{p3} T_3 + \dots,$$

где $Gc_p T$ есть тепловой запас смеси, а T — искомая средняя температура смеси. Из последнего равенства имеем:

$$T = \frac{G_1 c_{p1} T_1 + G_2 c_{p2} T_2 + G_3 c_{p3} T_3 + \dots}{Gc_p}$$

но

$$Gc_p = G_1 c_{p1} + G_2 c_{p2} + \dots,$$

так как Gc_p есть тепло, необходимое для нагревания смеси на 1°, которое фактически производит нагревание на 1° всех газов, входящих в смесь. Тогда:

$$T = \frac{G_1 c_{p1} T_1 + G_2 c_{p2} T_2 + G_3 c_{p3} T_3 + \dots}{G_1 c_{p1} + G_2 c_{p2} + G_3 c_{p3} + \dots}.$$

Преобразуем последнее равенство, вставляя в него значения:

$$G_1, G_2, \dots, G_n,$$

равные:

$$T = \frac{\frac{p_1 V_1}{R_1 T_1} + \frac{p_2 V_2}{R_2 T_2} + \dots + \frac{p_n V_n}{R_n T_n}}{\frac{p_1 V_1}{R_1} \frac{c_{v1}}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{R_2} \frac{c_{v2}}{T_2} + \dots + \frac{p_n V_n}{R_n} \frac{c_{vn}}{T_n}}.$$

В полученной ф-ле можно сделать сокращения, так как нетрудно обнаружить, что:

$$\frac{c_{v1}}{R_1} = \frac{c_{v2}}{R_2} = \dots = \frac{c_{vn}}{R_n}.$$

Действительно: $Rm = 848$ и

но тогда $m_1 c_{v1} = m_2 c_{v2} + m_3 c_{v3} = \dots = m_n c_{vn} = \text{const}$ (см. § 8),

$$\frac{c_{v1}}{R_1} = \frac{c_{v2}}{R_2} = \frac{c_{v3}}{R_3} = \dots = \frac{c_{vn}}{R_n} = \frac{\text{const}}{848} = \text{const}.$$

Произведя в выражении T сокращение, получим:

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + \dots + p_n V_n}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \dots + \frac{p_n V_n}{T_n}}. \quad (20)$$

Последняя ф-ла будет искомой.

б) Определение газовой постоянной.

Постоянная газовой смеси определяется по ф-ле:

$$R = \frac{G_1}{G} R_1 + \frac{G_2}{G} R_2 + \dots,$$

которая выведена при условии, что все газы, входящие в смесь, имеют одинаковые объемы и температуры, поэтому воспользоваться этой ф-лой для определения постоянной смеси, образуемой из газов с различными объемами и температурами, без доказательства невозможно. Необходимо убедиться, что формула, выведенная при частных условиях, будет справедлива для общего разбираемого случая.

Первый вывод. При образовании смеси начальные давления, объемы и температура газов меняются, но их веса и постоянные сохраняются, поэтому ф-ла:

$$R = \frac{G_1}{G} R_1 + \frac{G_2}{G} R_2 + \dots,$$

в которую входят не меняющиеся при смешении величины, будет справедлива для общего разбираемого нами случая.

Второй вывод. После смешения газов устанавливается некоторая средняя температура смеси T и давление p , причем давление смеси по закону Дальтона будет равно:

$$p = p_I + p_{II} + p_{III} + \dots,$$

где давления $p_I, p_{II}, p_{III}, \dots$ и т. д. будут давлениями отдельных газов (парциальные давления), которые установятся после смешения. При смешении начальные объемы газов V_1, V_2, V_3, \dots меняются на V , температуры T_1, T_2, T_3, \dots — на T , а давления p_1, p_2, p_3, \dots на $p_I, p_{II}, p_{III}, \dots$. Определим парциальные давления газов $p_I, p_{II}, p_{III}, \dots$, для чего напишем характеристическое уравнение для газов до смешения и после смешения:

$$p_{I1} V = G_1 R_1 T_1 \dots \text{ до смешения,}$$

$$p_I V = G_1 R_1 T \dots \text{ после смешения.}$$

Деля почленно оба равенства, имеем:

$$\frac{p_I}{p_1} \cdot \frac{V_1}{V} = \frac{T_1}{T},$$

откуда:

$$p_I = \frac{T}{V} \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{T}{V} G_1 R_1.$$

Таким же образом определим и остальные парциальные давления:

$$p_{II} = \frac{T}{V} G_2 R_2;$$

$$p_{III} = \frac{T}{V} G_3 R_3 \dots$$

и т. д.

Тогда суммарное давление смеси будет:

$$p = p_I + p_{II} + p_{III} + \dots = \frac{T}{V} (G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3 + \dots). \quad (a)$$

Напишем характеристическое уравнение для смеси:

$$p V = G R T,$$

откуда:

$$p = G \frac{T}{V} R \dots \quad (b)$$

Левые части равенств (a) и (b) одинаковые, поэтому и правые части равны, т. е.

$$\frac{T}{V} R G = \frac{T}{V} (G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3 + \dots),$$

или

$$R = \frac{G_1 R_1}{G} + \frac{G_2 R_2}{G} + \dots$$

Последняя ф-ла отмечает, что при смешении газов с разными объемами и температурами газовая постоянная смеси определяется так же, как и для смеси, в которой газы имеют одни и те же объем и температуру.

Таблица 11

Газы	Химическое обозначение	Атомность	Молекулярный вес		Постоянная газа в характеристич. ур-нии R	Теплоемкость для 1 кг		Теплоемкость для 1 м ³ 1 ат 15° Ц		$k = \frac{c_p}{c_v}$
			Приблизительно	Точно O ₂ =32		c _p	c _v	C _p	C _v	
Кислород	O ₂	2	32	32	26,5	0,217	0,155	0,285	0,204	1,400
Азот	N ₂	2	28	28,08	30,2	0,247	0,176	0,281	0,200	1,408
Водород	H ₂	2	2	2,016	420,0	3,410	2,42	0,282	0,200	1,405
Оксид углерода	CO	2	28	28,00	30,25	0,242	0,172	0,279	0,197	1,410
Воздух	—	—	29	28,95	29,26	0,238	0,170	0,282	0,200	1,405
Углекислота	CO ₂	3	44	44,00	19,25	0,210	0,160	0,370	0,290	1,280
Водяные пары	H ₂ O	3	18	18,02	47,00	—	—	—	—	1,300
Сернистый ангидрид	SO ₂	3	64	64,06	13,20	0,150	0,120	0,390	0,310	1,250
Ацетилен	C ₂ N ₂	4	26	26,02	32,50	0,350	0,270	0,370	0,290	1,280
Аммиак	NH ₃	4	17	17,06	49,60	0,530	0,410	0,370	0,290	1,280
Метан	CH ₄	5	16	16,03	52,80	0,590	0,460	0,390	0,310	1,280
Этилен	C ₂ H ₄	6	28	28,03	30,20	0,400	0,330	0,460	0,380	1,250

в) Определе \bar{c} е давления смеси p

В формулу, средней температуры

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + \dots}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \dots}$$

подставим значение:

$$T \text{ и } \frac{p_1 V_1}{T_1}, \frac{p_2 V_2}{T_2} \dots$$

из соответствующих характеристических ур-ний:

$$T = \frac{pV}{GR}; \quad \frac{p_1 V_1}{T_1} = G_1 R_1; \quad \frac{p_2 V_2}{T_2} = G_2 R_2;$$

тогда:

$$\frac{pV}{GR} = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + \dots}{G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots};$$

но

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

поэтому:

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

откуда:

$$p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3 + \dots}{V}, \quad (21)$$

где

$$V = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n.$$

Пример 24. 1 м³ воздуха при давлении 10 ат и температуре 27 °С смешан с 2 м³ воздуха давления 2 ат и температуры 57° С. Определить давление и температуру смеси.

$$p = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{V_1 + V_2} = \frac{10 \cdot 1 + 2 \cdot 2}{1 + 2} = 4,7 \text{ ат.}$$
$$T = \frac{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2}}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2}} = \frac{10 \cdot 1 + 2 \cdot 2}{\frac{10 \cdot 1}{300} + \frac{2 \cdot 2}{330}} = 308^\circ,$$
$$t = T - 273 = 35^\circ \text{С.}$$

ГЛАВА ВТОРАЯ

11. Первый закон термодинамики

При рассмотрении основных законов изучалась зависимость между параметрами p , v и T газа в процессах изменения его состояния. В конечном результате исследования получено уравнение $Pv = RT$, которое позволяет по заданному значению двух любых параметров определить третий.

Таким образом, какой бы процесс изменения газа ни совершался по уравнению $\varphi(p, v, T) = 0$, можно при заданных условиях определить состояние газа в любой момент течения процесса. В основание всех выводов предыдущей главы положены экспериментальные законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, в которых совершенно не затрагивалась количественная зависимость между изменением факторов, участвующих в процессах, и причинами, порождающими эти изменения. Так, закон Гей-Люссака рассматривает изменение параметров, определяющих состояние газа от нагревания или охлаждения, т. е. от сообщения или отнятия тепла, не входя в количественную оценку всех изменений, происходящих при этом. Задача настоящей главы — сбалансировать количественные изменения всех факторов, участвующих в различных процессах.

Первый закон термодинамики, устанавливающий количественную зависимость тепловой и механической энергии при их превращении, есть частный случай закона сохранения энергии, который отмечает, что какие бы изменения в изолированной системе ни происходили, полный запас энергии системы при этом не изменяется. Иными словами, в изолированной системе могут происходить всевозможные процессы превращения энергии как процессы естественные, протекающие сами собой, так и процессы искусственные, создаваемые в системе принужденно, но полный запас энергии системы при этом не изменяется.

Так, например, в процессе сгорания газа в замкнутом пространстве ($V = \text{const}$), сопровождаемом увеличением температуры газа, а следовательно, и увеличением внутренней кинетической энергии газа, полный запас энергии газа не изменяется, так как увеличение живой силы молекул, т. е. увеличение кинетической энергии газа, происходит за счет соответствующего уменьшения

потенциальной химической энергии газа, которая в процессе сгорания превращается в тепло, воспринимаемое газом.

Если же система не изолированная, то при протекании в ней различных процессов полная энергия ее может изменяться, но при этом соответственно будет изменяться энергия внешнего источника. Из закона сохранения энергии следует, что в процессах превращения энергии участвуют эквивалентные количества энергии. В 1842 г. Р. Майером на основании опытов был установлен эквивалент тепловой и механической энергии, величину которого Майер оценил в 365. На основании целого ряда дальнейших, более точных, опытов эквивалент тепловой и механической энергии принимается в настоящее время равным 427. Таким образом при переходе тепла в работу 1 кал способна развить 427 кгм работы. Число 427 обозначается буквой E и называется механическим эквивалентом тепла. При переходе механической энергии в тепловую 1 кгм работы дает $1/427$ кал тепла; дробь $1/427$ обозначается буквой A и называется термическим эквивалентом работы.

Пример 25. В машине из-за плохой смазки трущихся частей происходит нагревание 150 кг стали на 50° в течение 30 минут. Определить потерю мощности машины, вызванную отмеченным явлением. Теплоемкость стали равняется $0,11 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}}$,

$$Q = 0,11 \cdot 150 \cdot 50 = 825 \text{ кал};$$

$$L = 427Q = 352\,275 \text{ кгм};$$

$$N = \frac{L}{30 \cdot 75 \cdot 60} = 2,6 \text{ л. с.}$$

12. Экономический коэффициент полезного действия тепловых двигателей

В тепловых установках источником работы является теплота, которая развивается при сгорании топлива, но использовать полностью это тепло, т. е. все перевести в механическую работу, невозможно, так как во всякой силовой установке существует целый ряд неизбежных тепловых потерь. Например, в паровой установке имеются потери тепла в котле, потери в паропроводе и, наконец, потери в самой паровой машине, причем одна только потеря тепла с отходящим мятым паром доходит до 50% всего тепла, развивающегося при сгорании топлива. Если учесть все тепловые потери в паросиловой установке, то оказывается, что полезно используется только около 12% потраченного тепла, а остальные 88% составят тепловые потери.

В двигателях внутреннего сгорания с выхлопными газами, вылетающими из двигателя, и с водой, охлаждающей цилиндр, уносится около 60% полной теплоты, выделяющейся при сжигании нефти.

Поскольку в силовых установках только частично используется тепловая энергия, то, конечно, необходимо уметь оценивать степень совершенства трансформирования в силовой установке энергии, т. е. ее экономичность. Способ, дающий возможность это произвести, должен быть общим для всех видов тепловых машин, т. е. паровых машин, турбин и двигателей внутреннего сгорания, так как только при этом можно будет сравнивать их экономичность.

Правильная и однородная оценка силовых установок в отношении утилизации тепла стала возможной только после установления первого закона термодинамики и определения числового значения механического эквивалента тепла. Степень совершенства превращения тепла в работу в силовых установках отмечается экономическим коэффициентом полезного действия, обозначаемым через η_e .

Под экономическим коэффициентом полезного действия подразумевают отношение полезной работы машины к полной работе, эквивалентной затраченной на машину за то же время теплоте.

Это отношение показывает, какую долю от полной возможной работы развивает машина в действительности.

Пусть в час на 1 полезную лошадиную силу машины (полезную мощностью называется мощность, передаваемая на вал) расходуется B кг топлива, имеющего теплотворную способность Q калорий. Теплотворной способностью топлива называется количество тепла в калориях, выделяющегося при сжигании 1 кг топлива.

Тогда на одну силу-час будет затрачено $Q \cdot B$ кал. Указанное тепло при переходе в работу могло бы дать $427 Q \cdot B$ кгм; это и будет полная работа, эквивалентная затраченному теплу на одну силу-час.

Машина, израсходовав $Q \cdot B$ кал тепла, дает только одну силу-час, т. е. $75 \cdot 3 600$ кгм работы. Тогда коэффициент полезного действия η_e будет равен:

$$\eta_e = \frac{75 \cdot 3 600}{427 \cdot Q \cdot B} = \frac{632}{Q \cdot B}; \quad \eta_e = \frac{632}{B \cdot Q}. \quad (22)$$

Расход топлива B определяется при испытании машины взвешиванием.

В выведенную ф-лу входит теплотворная способность топлива, которая может быть определена или по ф-ле Менделеева, если известен химический состав топлива, или же экспериментальным путем.

По ф-ле Менделеева определяется органическая теплотворная способность топлива, т. е. только органической части его, состоящей из углерода C , водорода H и кислорода O , причем C , H , O даются в процентах и $C + H + O = 100$.

Тогда $Q_{орг} = 81 \cdot C + 246 \cdot H - 26 \cdot O$.

Но в топливе имеется наряду с горючей частью баласт, состоящий из влаги $W\%$, серы $S\%$ и золы $A\%$.

Теплотворная способность действительного топлива, когда во внимание принимается баласт, называется рабочей и обозначается через $Q_{раб}$.

$Q_{раб}$ определяется по $Q_{орг}$ из ф-лы, смысл которой понятен без объяснений:

$$Q_p = \frac{Q_{орг} (100 - B)}{100} + 26 \cdot S - 6 \cdot W.$$

В последней ф-ле B обозначает баласт топлива, равный $W\% + A\% + S\%$; слагаемое $26 \cdot S$ учитывает тепло, выделяющееся при сжигании серы, а вычитаемое $6 \cdot W$ — тепло, теряющееся на испарение влаги, заключенной в топливе. Более подробно эта ф-ла разбирается в курсе паровых котлов.

В формулу $\eta_e = \frac{632}{B \cdot Q}$ подставляется рабочая теплотворная способность топлива.

Для различных видов топлива можно дать следующие средние значения рабочей теплотворной способности:

Теплотворная способность нефти	10 000 кал
» » каменн. угля	7 000 »
» » подмоск. угля	3 500 »
» » дров (зависит от влаги)	2 000 — 3 500 »
» » торфа	3 500 »

Пример 26. Определить экономический коэффициент полезного действия двигателя Дизеля, если на силу-час расходуется 180 г нефти.

$$\eta_e = \frac{632}{Q \cdot B} = \frac{632}{10\,000 \cdot 0,18} \approx 0,35.$$

Итак, коэффициент полезного действия двигателя Дизеля равен 0,35, т. е. только 35% затрачиваемой тепловой энергии полезно используются, а 65% являются потерями.

Возьмем второй пример: в паросиловой установке (паровая машина) на силу-час расходуется 0,9 кг угля теплотворной способности 7 000 кал. Коэффициент полезного действия установки при взятых условиях будет равен:

$$\eta_e = \frac{632}{B \cdot Q} = \frac{632}{0,9 \cdot 7\,000} = 0,10.$$

Данные приводимых примеров соответствуют обычным значениям, наблюдаемым в существующих тепловых установках, и поэтому по полученным значениям коэффициента полезного действия можно вывести заключение, что в силовых машинах тепловая энергия трансформируется в механическую крайне нерационально. Надо отметить, что в других типах тепловых машин коэффициент полезного действия далеко не доходит даже до указанных величин, так, например: коэффициент полезного действия паровоза равен всего 0,05—0,09, т. е. полезно используется 5—9% затрачиваемой энергии. Крайне незначительный коэффициент полезного действия паровоза выдвигает задачу изыскания более экономичных локомотивов. Стремления к более совершенному использованию локомотивами тепловой энергии являются крайне насущными, так как на транспорт расходуется около 25% мировой добычи топлива. Поэтому даже незначительное увеличение коэффициента полезного действия локомотива должно дать колоссальное сбережение топлива.

Как пример работ в этом направлении, необходимо указать на фундаментальные работы проф. В. И. Гриневецкого, который первый в России выдвинул необходимость применения тепловоза и детально осветил значение тепловозной тяги для железнодорожного транспорта. В 1924 г. в СССР были получены из-за границы первые опытные тепловозы, и в этом же году на Балтийском судостроительном заводе был построен тепловоз системы Гаккеля.

Детальное изучение работы опытных тепловозов в эксплуатационных условиях на железных дорогах СССР и многочисленные их испытания позволяют в настоящее время отметить действительное значение их экономи-

ческого коэффициента полезного действия. Так, например, коэффициент полезного действия тепловоза Э—Эл—2 при некоторых условиях режима его работы равен 0,27—0,28. Отмеченные значения к. п. д. тепловоза Э—Эл—2 приводятся в сборнике тепловозной комиссии №2, в котором помещены результаты испытаний этого тепловоза.

Кроме стремления к созданию локомотива, имеющего двигателем не паровую машину, а двигатель внутреннего сгорания (тепловоз) или паровую турбину (турбовоз), конечно, должно быть обращено внимание на возможное улучшение существующего паровоза в смысле более экономичного расходования им топлива. При переходе к тепловозам или турбовозам паровая машина заменяется более совершенным тепловым двигателем, что вызывает повышение экономического коэффициента полезного действия локомотива, но в паровозе, имеющем паровую поршневую машину, можно рядом усовершенствований поднять коэффициент полезного действия, например, применением подогрева воды, прямооточных машин и т. д.

Подогрев питательной воды заключается в том, что в особом приборе, называемом водоподогревателем, вода подогревается мягым, отработанным паром. При этих условиях в котел попадает нагретая вода, имеющая температуру примерно около 100° Ц, что, конечно, приводит к уменьшению затраты тепла в котле на парообразование, а следовательно, к экономии топлива и повышению к. п. д. Согласно данным проф. С. П. Сыромятникова¹, средняя экономия топлива, получаемая при применении на паровозе водоподогрева, может быть оценена в 10—13%.

Значение прямооточных машин будет отмечено в § 75.

Тепловые машины имеют следующие значения экономического коэффициента полезного действия:

1. Паровоз	0,05—0,09
2. Паровая машина	0,10—0,15
3. Тепловоз	0,15—0,25
4. Паровая турбина	0,20
5. Взрывные двигатели	0,20
6. Двигатели Дизеля	0,30—0,37

Необходимо отметить, что при некоторых условиях к. п. д. всей силовой установки может быть получен значительно большим: так, например, к. п. д. электрических станций, в которых тепловой отброс используется на отопление целых районов, доходит до 80%. Но, конечно, не надо забывать, что в последнем случае к. п. д. учитывает полное использование тепла как на работу, так и на отопление. Что же касается превращения в машинах таких комбинированных станций тепла в работу, то оно протекает попрежнему несовершенно и оценивается вышеприведенными значениями к. п. д. Использование тепловых отбросов силовых машин при крайне нерациональном использовании в них тепла является большим экономическим вопросом, особенно для крупных силовых станций, так как это приводит к значительному сбережению топлива и к понижению стоимости продукции.

Настоящая глава отмечает ценнейшее прикладное значение термодинамики, первый закон которой позволяет подойти с критикой к существующим

¹ С. П. Сыромятников. Выпуск 1. Труды Московского института инженеров транспорта.

тепловым установкам, а также наметить данные, которые ложатся в основу классификации машин в использовании ими тепловой энергии, причем эти основные начальные данные в совокупности с другими экономическими и эксплуатационными особенностями машины и характером производства являются основой в выборе наиболее выгодного типа двигателя для рассматриваемых условий.

Пример 27. Определить экономический коэффициент полезного действия двигателя Дизеля в 40 л. с., который за $1\frac{1}{2}$ часа работы расходует 10,8 кг нефти состава:

$$C = 86\%; H = 13\%; O = 1\%;$$

$$Q = 81 C + 246 H - 26 \cdot O = 81 \cdot 86 + 246 \cdot 13 - 26 = 10\,138 \text{ кал.}$$

$$B = \frac{10,8}{40 \cdot 1\frac{1}{2}} = 0,18 \text{ кг.}$$

Тогда:

$$U_2 = \frac{632}{B \cdot Q} = \frac{632}{0,18 \cdot 10\,138} = 0,34.$$

13. Уравнение тепла

Первый закон термодинамики, являющийся частным случаем закона сохранения энергии, можно выразить некоторым уравнением.

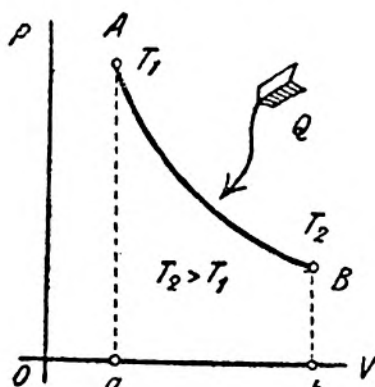
Для системы изолированной, полный запас энергии которой не изменяется, уравнение имеет вид:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + \dots + U_n = \text{const.}$$

В уравнении: U — полный суммарный запас энергии системы, а U_1, U_2, U_3 и т. д. — запасы различных видов энергии, которыми система располагает.

Для системы не изолированной, которая может получать энергию от внешнего источника или может отдавать свою энергию внешнему миру, уравнение, выражающее первый закон термодинамики, в зависимости от характера процессов, протекающих в системе, принимает разнообразные виды. Рассмотрим следующий частный случай. Пусть 1 кг газа, получая Q кал. тепла, описывает некоторый процесс AB (фиг. 11). Посмотрим, какие изменения в системе вызывает рассматриваемый процесс AB .

Часть тепла Q идет на изменение внутренней энергии газа, при этом некоторая доля этого тепла расходуется на нагревание газа, при котором



Фиг. 11.

возрастает его температура, что обуславливается увеличением скорости невидимого колебания молекул. Следовательно, эта доля тепла, увеличивая живую силу молекул, изменяет внутреннюю кинетическую энергию газа. Другая же часть тратится на внутреннюю работу в теле, так как при расширении тела приходится преодолевать сопротивление внутренних сил, действующих между молекулами, поэтому эта доля тепла изменяет внутреннюю

потенциальную энергию тела. Итак, изменение внутренней энергии рабочего тела заключается в изменении его внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергии; следовательно, $\Delta U = \Delta U_k + \Delta U_n$. Внутренняя энергия тела по своему существу должна являться функцией состояния тела; поэтому, обозначая внутреннюю энергию рабочего тела в начале процесса AB через U_1 , а в конце процесса через U_2 , количество тепла, израсходованное на изменение внутренней энергии тела в процессе AB , найдем как разность $U_2 - U_1$.

Вторая часть тепла Q может тратиться на увеличение внешней кинетической энергии рабочего тела, т. е. на увеличение скорости видимого движения его частичек. Действительно, в конце процесса скорость частиц тела W_2 может оказаться больше скорости их W_1 начала процесса. Тогда увеличение живой силы частиц будет:

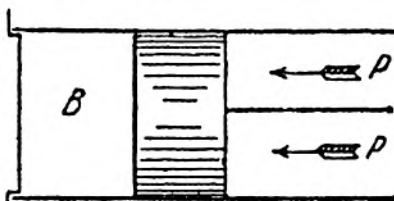
$$\frac{W_2^2 - W_1^2}{2g} \text{ кжм (для 1 кг).}$$

Расход же тепла на указанное увеличение живой силы будет:

$$A \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g}.$$

В поршневых машинах не приходится принимать во внимание увеличение внешней кинетической энергии тела, но в паровых турбинах ввиду значительного изменения скорости рабочего тела с этим фактором приходится считаться.

Третья часть тепла Q будет расходоваться на внешнюю работу ΔL , развиваемую газом при преодолении сопротивления внешних сил, препятствующих его расширению. Действительно, расширению газа B (фиг. 12) будет препятствовать нагрузка на поршень P , и если расширение газа все-таки происходит, т. е. поршень отодвигается вправо, то газом будет совершаться некоторая работа ΔL , а тепло, расходуемое на эту работу, будет: $A\Delta L$.



Фиг. 12.

Иных возможных изменений системы рассматривать не будем, так как в тепловых машинах они не представляют существенных величин, например, изменение кинетической энергии движущихся частей механизма машины и другие.

Итак, в рассматриваемом процессе подведенное тепло Q расходуется:

- 1) На увеличение внутренней энергии тела.
- 2) На развитие расширяющимся газом внешней механической работы.
- 3) На увеличение внешней кинетической энергии рабочего тела.

На основании первого закона термодинамики:

$$Q = \Delta U + A\Delta L + A \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g}.$$

Последнее уравнение для поршневых машин и для процессов, в которых не наблюдается увеличения видимой скорости частиц газа, примет вид:

$$Q = \Delta U + A\Delta L. \quad (22)$$

Найденное ур-ние можно прочесть так: количество тепла, участвующее в процессе, расходуется на изменение внутренней энергии газа и на совершение внешней механической работы.

Полученное ур-ние выведено для общего процесса, в котором происходят всевозможные изменения, т. е. подводится тепло, изменяется внутренняя энергия газа и совершается внешняя работа, но в дальнейшем будет отмечено что это ур-ние не всегда будет иметь трехчленный вид: в частных случаях один из членов, входящих в ур-ние, может обращаться в нуль.

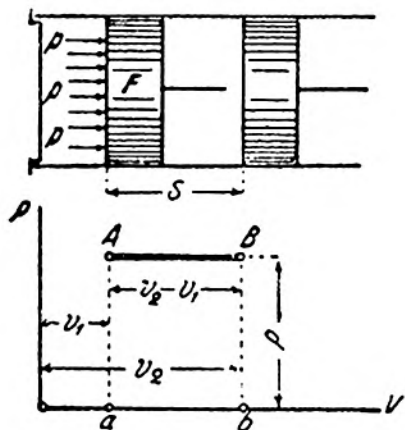
Например, напишем ур-ние тепла для процесса, в котором объем газа не меняется, т. е. $V = \text{const}$.

В этом процессе не будет происходить расширения газа, а следовательно, величина ΔL , зависящая от расширения газа, будет равняться нулю и ур-ние примет вид: $Q = \Delta U$, т. е. тепло целиком тратится на увеличение внутренней энергии газа.

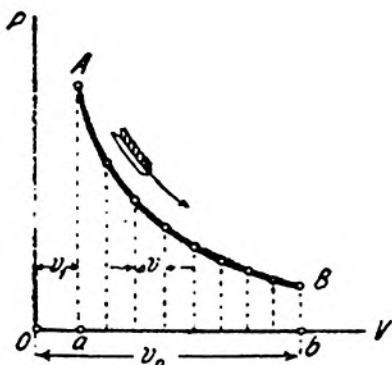
Перейдем к выяснению отдельных факторов, входящих в основное ур-ние тепла.

а) Внешняя работа

Внешняя работа развивается газом при его расширении, поэтому величина работы должна зависеть от изменения состояния газа в процессе,



Фиг. 13.



Фиг. 14.

т. е. от изменения параметров p , v , T , определяющих его состояние. Нашей задачей будет определение величины работы в зависимости от изменения параметров газа.

Разберем сперва частный случай, именно: расширение газа при постоянном давлении.

Пусть под давлением газа поршень, отодвигаясь вправо, займет положение второе (фиг. 13).

Сила, толкающая поршень, будет $p \cdot F$, путь поршня — S ; тогда работа, совершаемая газом: $L = p \cdot F \cdot S$, но произведение $F \cdot S$ равно $v_2 - v_1$, поэтому:

$$L = p(v_2 - v_1) = p\Delta v.$$

Из диаграммы процесса замечаем, что произведение $p(v_2 - v_1)$ есть площадь прямоугольника $aABb$; последнее позволяет заключить, что работа в процессе $p = \text{const}$ графически изображается в системе $P - V$ площадью прямоугольника $aABb$, образованного графиком процесса AB , крайними ординатами Aa и Bb и осью объемов V .

Перейдем теперь к определению величины работы в произвольном процессе расширения газа, графически изображающегося линией AB (фиг. 14). Процесс AB может нами рассматриваться как ряд элементарных процессов, протекающих при некоторых постоянных давлениях. Чем больше будет n , т. е. число отдельных элементарных процессов, тем справедливее будет принятое. Тогда работа расширения газа в отдельных процессах равна $p_1 \Delta v_1 \dots p_n \Delta v_n$, так как каждый процесс протекает при $p = \text{const}$. Сумма же работ всех элементарных процессов, равная:

$$p_1 \Delta v_1 + p_2 \Delta v_2 + \dots + p_n \Delta v_n = \sum_1^n p \Delta v,$$

при $n = \infty$, т. е. в пределе, даст работу расширения газа в процессе AB , но в пределе Δv будет $d v$, и тогда:

$$L_{AB} = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_1^n p \Delta v = \int_{v_1}^{v_2} p d v.$$

Итак:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p d v. \quad (23)$$

Последняя ф-ла будет искомая, дающая возможность аналитически определить величину работы в рассматриваемом процессе.

Зная функциональную зависимость параметров p и v , т. е. уравнение вида $f(p, v) = 0$, можем произвести интегрирование в указанных пределах, т. е. вычислить L .

Не трудно видеть, что работа газа в бесконечно-малом процессе равняется $\Delta L = p d v$.

Если процесс расширения совершается не с 1 кг газа, как выше рассматривали, а с G килограммами, то в ф-лу:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p d v$$

следует подставить не дифференциал удельного объема, а dV , где V есть объем G килограммов газа.

Тогда:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p d V, \text{ но } V = G v \text{ и } d V = G d v.$$

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p d V = \int_{v_1}^{v_2} p G d v = G \int_{v_1}^{v_2} p d v.$$

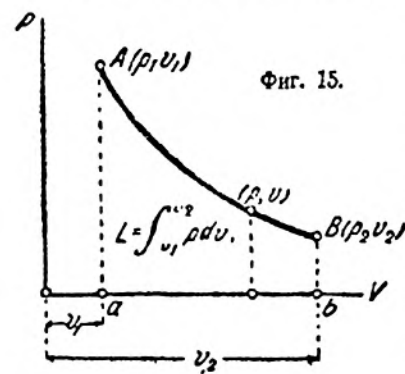
но $\int_{v_1}^{v_2} p dv$ есть работа, отдаваемая при расширении 1 кг газа, тогда $L = GL_1$, т. е. при одинаковых условиях G килограммов газа развивают работу в G раз большую, чем 1 кг газа.

Графическое изображение внешней работы. Из понятия определенного интеграла вытекает, что работа, равная:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

графически в системе координат $p-v$ изображается площадью $aABb$, заключенной между графиком процесса AB , крайними ординатами Aa и Bb и осью объемов (фиг. 15).

Пример 28. Газ расширяется при постоянной температуре, причем объем газа изменяется с v_1 до v_2 . Определить работу, отдаваемую газом при расширении.



Фиг. 15.

Постоянство температуры во время процесса позволяет воспользоваться законом Бойля-Мариотта, т. е. написать равенство:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = p v = \text{const.}$$

Ур-ние $p v = \text{const.}$ будет являться ур-нем вида $f(p, v) = 0$ взятого процесса. Исключим из ур-ния $p v = p_1 v_1$ параметр p и подставим значение его под знак интеграла в ф-лу:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

тогда:

$$p = \frac{p_1 v_1}{v} \quad \text{и} \quad L = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1 \frac{dv}{v},$$

но произведение $p_1 v_1$ для данного процесса есть величина постоянная, поэтому:

$$L = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}.$$

Произведя интегрирование, получим:

$$L = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \left[\ln v \right]_{v_1}^{v_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1},$$

или, переходя к десятичным логарифмам, имеем:

$$L = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1}.$$

По последней ф-ле определяется числовая величина работы в процессе $T = \text{const}$, если будут известны числовые значения p_1 , v_1 и v_2 .

Знак внешней работы L . Работа, которая отдается газом при расширении, считается положительной, работа же, затрачиваемая на сжатие газа, — отрицательной.

б) Внутренняя энергия газа.

Внутренняя энергия рабочего тела по своему существу является функцией состояния тела, так как каждому состоянию тела должен соответствовать определенный запас энергии, в нем сосредоточенной. Состояние же рабочего тела вполне определяется параметрами p , v и T , поэтому и внутренняя энергия, являясь функцией состояния рабочего тела, должна быть функцией параметров p , v и T , определяющих состояние тела, т. е. $U = \varphi(p, v, T)$.

Последнее позволяет сделать заключение: каким бы процессом рабочее тело ни переводилось из начального состояния A в конечное B (фиг. 16), изменение внутренней энергии тела во всех процессах будет одно и то же, так как внутренняя энергия есть функция состояния тела, а начальное и конечное состояние тела во всех процессах одно и то же.

Тогда:

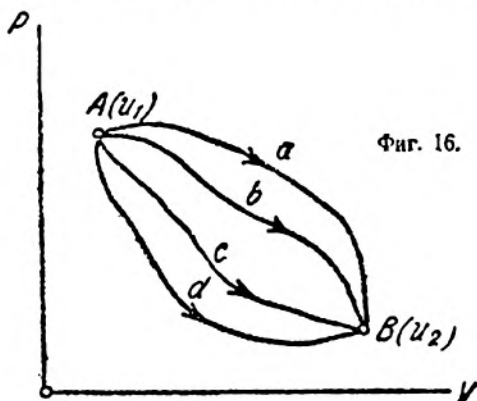
$$\Delta U_a = \Delta U_b = \Delta U_c = \Delta U_d = U_2 - U_1 = \varphi(p_2, v_2, T_2) - \varphi(p_1, v_1, T_1).$$

Следовательно, изменение внутренней энергии тела не зависит от промежуточных состояний рабочего тела.

Равенство $\Delta U = \varphi(p_2, v_2, T_2) - \varphi(p_1, v_1, T_1)$, отмечающее зависимость изменения внутренней энергии тела от изменения его параметров, на основании опыта Джауля упрощается. Джауль доказал, что изменение параметров p и v рабочего тела не влияет на изменение внутренней энергии тела, тогда:

$$\Delta U = \varphi(T_2) - \varphi(T_1).$$

Последнее показывает, что в газах происходит изменение только внутренней кинетической энергии, которая, как отмечалось, является функцией температуры, а изменения внутренней потенциальной энергии не наблюдается, так как иначе изменение объема тела влияло бы на изменение внутренней энергии газа. Последнее вполне понятно, так как в газах силы сцепления между молекулами можно принять равными нулю, а поэтому на раздвижение молекул при увеличении объема тела не тратится работа.



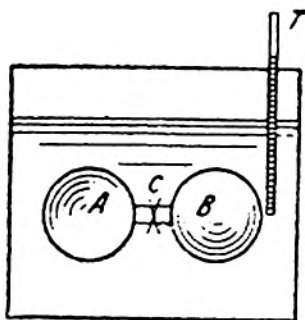
в) Опыт Джауля

В калориметр помещаются два сосуда A и B , которые между собой сообщаются при открывании крана C (фиг. 17). В сосуд A нагнетается воздух при давлении 22 ат , в сосуде же B создается вакуум. Когда устанавливается тепловое равновесие системы, т. е. установится общая температура T , открывается кран C . Воздух из сосуда A устремляется в сосуд B , причем в сосуде A температура должна падать, так как часть тепла тратится на сообщение живой силы движущимся частицам воздуха; в сосуде же B температура должна возрастать, так как в нем происходит обратное явление, т. е. переход живой силы частиц воздуха в тепло от потухания их скорости при ударах об оболочку сосуда B . Но через некоторое время наступает тепловое равновесие, причем температура системы не изменяется, так как расход тепла в сосуде A на увеличение живой силы воздуха по закону сохранения энергии полностью восстанавливается в сосуде B при обратном явлении.

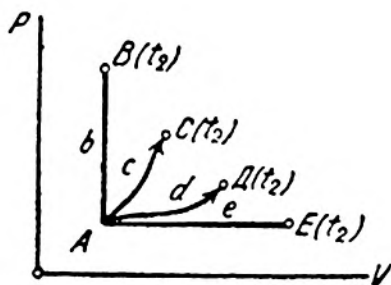
Напишем для рассматриваемого процесса основное уравнение тепла:

$$Q = U_2 - U_1 + AL.$$

Величины Q и L должны быть равны нулю. Что Q есть нуль, вытекает из постоянства температуры системы, отмечаемой термометром, опущенным



Фиг. 17.



Фиг. 18.

в калориметр, а равенство $L = 0$ следует из того, что перетекающий из сосуда A в сосуд B воздух не производит никакой работы, так как в сосуде B — вакуум. Тогда уравнение тепла примет вид:

$$U_2 - U_1 = 0, \text{ или } U_2 = U_1,$$

т. е. внутренняя энергия воздуха после перетекания из сосуда A в сосуд B осталась постоянной.

Итак, в рассматриваемом опыте Джауля внутренняя энергия воздуха не изменяется, одновременно не меняется и температура газа, но объем v и давление p в процессе изменяются.

Последнее отмечает, что изменение параметров p и v не влияет на

внутреннюю энергию газа. Тогда, как уже отмечалось, изменение внутренней энергии можно представить равенством:

$$\Delta U = \varphi(T_2) - \varphi(T_1).$$

Следовательно, изменение внутренней энергии одного и того же количества газа во всех термодинамических процессах будет одно и то же, если изменение температуры газа в процессах будет одинаковое.

Пусть один и тот же газ из начального состояния A (фиг. 18) рядом произвольных процессов переводится в состояния B , C , D и E , в которых температура будет одна и та же, равная T_2 . Тогда изменение внутренней энергии газа во всех процессах будет одинаковое и равное:

$$\Delta U_b = \Delta U_c = \Delta U_d = \Delta U_e = \varphi(T_2) - \varphi(T_1).$$

Следовательно, если в каком-нибудь процессе, входящем в пучок произвольных процессов, будет определено изменение внутренней энергии газа, то такое же изменение энергии будет наблюдаться и во всех других процессах, протекающих в тех же пределах изменения температуры.

Определить изменение внутренней энергии газа легко в процессе $v = \text{const}$, так как в этом процессе все тепло целиком тратится на изменение внутренней энергии газа $Q = \Delta U$, но тепло, участвующее в процессе постоянного объема, равняется:

$$Q = c_v \Delta T; \text{ тогда } \Delta U = c_v \Delta T \text{ или } \Delta U = U_2 - U_1 = c_v (T_2 - T_1).$$

Итак, какой бы процесс ни совершался с изменением температуры газа от T_1 до T_2 , изменение внутренней энергии газа во всех процессах будет одно и то же, равное изменению его внутренней энергии в процессе постоянного объема, в котором происходит то же колебание температуры газа, т. е.

$$\Delta U = \Delta U_b = \Delta U_c = \Delta U_d = \dots = c_v (T_2 - T_1).$$

Для процесса бесконечно-малого:

$$dU = c_v dT.$$

2) Уравнение тепла

Выяснив значение ΔL и ΔU , входящих в основное уравнение тепла $Q = \Delta U + A\Delta L$, можем дать уравнению другой вид: $Q = c_v \Delta T + A p \Delta v$, или для элементарного, бесконечно-малого процесса будем иметь:

$$dQ = c_v dT + A p dv. \quad (25)$$

Для процесса конечного, протекающего в заданных пределах изменения параметров газа, уравнение тепла будет:

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + A \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (26)$$

Примечание: dQ не будет полным дифференциалом, так как $dL = p dv$ тоже не есть полный дифференциал ввиду зависимости величины работы от промежуточных стадий процесса, т. е. от вида кривой процесса AB (фиг. 19). Дифференциал dU есть полный дифференциал, так как изменение внутренней энергии не зависит от промежуточных стадий процесса, т. е. от вида кривой AB , а только от начального и конечного состояния газа. Необходимо отметить, что хотя dQ и L не есть полные дифференциалы, но разность их, равная $dQ - A p dv$, будет полным дифференциалом; так как она равняется, согласно основному уравнению тепла, полному дифференциалу dU . Надо помнить, что уравнение $dQ = C_v dT + A p dv$ касается процессов, в которых не влблюдается изменения скорости частичек рабочего тела, иначе уравнение примет вид

$$dQ = dU + A p dv + A \frac{dW^2}{2g}$$

Последнее уравнение для конечного процесса будет:

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + A \int_{v_1}^{v_2} p dv + A \frac{W_2^2 - W_1^2}{2g}$$

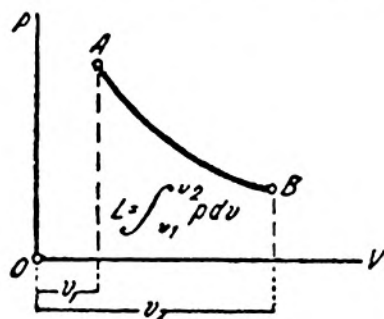
Если в процессе будет участвовать не 1 кг газа, а G килограммов то уравнение тепла для такого процесса будет:

$$Q = G c_v (T_2 - T_1) + A \int_{V_1}^{V_2} p dV,$$

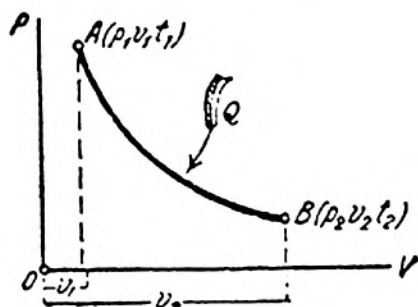
где dV есть дифференциал не удельного объема, а объема G килограммов газа.

д) Другой вид уравнения тепла

Пользуясь характеристическим уравнением, дадим другой вид уравнению тепла.



Фиг. 19.



Фиг. 20.

Найдем для процесса AB (фиг. 20) уравнение тепла $Q = c_v (T_2 - T_1) + AL$ и характеристическое уравнение для состояний газа A и B :

$$\begin{aligned} \text{Для } A p_1 v_1 &= R T_1, \\ & \gg B p_2 v_2 = R T_2. \end{aligned}$$

Вычитая почленно из уравнения B уравнение A , получим:

$$R(T_2 - T_1) = p_2 v_2 - p_1 v_1$$

откуда:

$$T_2 - T_1 = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{R}.$$

Подставим значение разности $T_2 - T_1$ в ур-ние тепла, тогда:

$$Q = \frac{c_p}{R}(p_2 v_2 - p_1 v_1) + AL.$$

Последнее ур-ние можно преобразовать, определив значение $\frac{c_p}{R}$ из равенства $\frac{c_p}{c_v} = k$.

Преобразуем последнее выражение (берем производную пропорцию):

$$\frac{c_p - c_v}{c_v} = \frac{k-1}{1}, \text{ но } c_p - c_v = AR \text{ (см. ф-лу 27);}$$

следовательно,

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

откуда:

$$\frac{c_p}{R} = \frac{k}{k-1},$$

и тогда ур-ние тепла примет вид:

$$Q = \frac{A}{k-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1) + AL.$$

14. Формула Майера

Выделим в процессе $p = \text{const}$ некоторый бесконечно-малый процесс ab (фиг. 21), для которого напомним основное ур-ние тепла в дифференциальной форме:

$$dQ = c_p dT + p dv.$$

dQ есть тепло, подведенное в элементарном процессе, происходящем при $p = \text{const}$, а потому $dQ = c_p dT$. Подставив значение dQ в ур-ние, получим:

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

Определим $p dv$, дифференцируя характеристическое ур-ние:

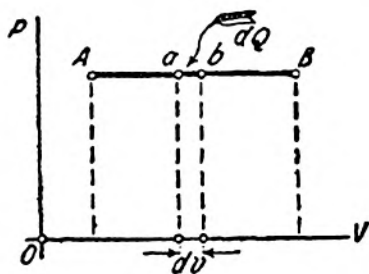
$$p v = RT; \quad p dv + v dp = R dT.$$

Но при $p = \text{const}$, $dp = 0$, тогда последнее равенство обратится в:

$$p dv = R dT.$$

Подставляя значение $p dv$ в ур-ние тепла, найдем:

$$c_p dT = c_v dT + R dT,$$



Фиг. 21.

или

$$c_p = c_v + AR,$$

откуда

$$c_p - c_v = AR. \quad (27)$$

Формула Майера для теплоемкостей, отнесенных к 1 м^3 , примет вид:

$$C_p - C_v = \frac{mc_p}{22,4} - \frac{mc_v}{22,4} = \frac{m}{22,4} (c_p - c_v) = \frac{ARm}{22,4} = 0,088,$$

$$C_p - C_v = 0,088 \quad (\text{при } 760 \text{ мм и } 0^\circ \text{ Ц}).$$

Разность объемных теплоемкостей при 1 ат и 15° Ц , при которых объем моля равняется $24,4 \text{ м}^3$, будет:

$$C_p - C_v = \frac{ARm}{24,4} = 0,081.$$

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

15. Исследование основных термодинамических процессов

Изменение состояния газа, определяемое параметрами p , v и T , обычно происходит под влиянием сообщения или отнятия тепла, а также и от внешних механических причин. Так, например, затрачивая работу, можем произвести сжатие газа. В отдельных случаях указанные внешние причины, порождающие процесс, могут действовать совместно. Ур-ние, учитывающее все происходящие в процессе изменения, будет:

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL.$$

В ур-нии фигурируют три фактора: тепло, внутренняя энергия газа и внешняя механическая работа. В зависимости от характера и степени изменения указанных факторов, будем иметь различные условия для протекания процесса. Так, например, можем представить процесс расширения газа без участия внешнего тепла ($Q = 0$), тогда ур-ние тепла примет вид

$$c_v(T_2 - T_1) + AL = 0 \quad \text{или} \quad AL = c_v(T_1 - T_2).$$

Последнее указывает на то, что в рассматриваемом процессе работа при расширении газа совершается за счет уменьшения его внутренней энергии. Таким образом каждый типичный термодинамический процесс протекает при вполне определенных присущих ему условиях. При исследовании процесса необходимо определить все видоизменения, соответствующие каждому отдельному процессу, для чего необходимо будет выяснить:

- 1) количество тепла, нужное для осуществления процесса, и знак его, т. е. выяснить величину и направление теплового потока;
- 2) величину внешней работы, отдаваемой газам при расширении или затрачиваемой на сжатие газа;

3) изменение внутренней энергии газа, что сопровождается изменением температуры.

В результате происходящих превращений изменяется состояние рабочего тела, т. е. изменяются параметры p , v и T . Задачей исследования будет нахождение математического закона, по которому протекает изменение параметров. Ур-ния, выражающие закон изменения параметров, имеют вид:

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

и позволяют при достаточно заданных условиях определить состояние тела в любой момент процесса. Особенное значение имеет ур-ние вида:

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

так как это ур-ние дает возможность построить график процесса в системе координат P и V , а также определить величину внешней работы:

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

Все необходимые определения при исследовании термодинамических процессов обычно удобнее вести в следующем порядке:

1. На основании свойств процесса определяют ур-ние процесса, положим, в системе P и V , т. е. ур-ние $f(p, v) = 0$, и строят график процесса.

2. Пользуясь ур-нием процесса $f(p, v) = 0$ и характеристическим ур-нием, определяют ф-лы:

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

Последние ф-лы можно назвать ф-лами соотношения параметров.

3. Выяснив ур-ние $f(p, v) = 0$, определяют внешнюю работу L по ур-нию:

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

4. Зная изменение температуры газов в процессе из ур-ния $f(p, T) = 0$ или $f(v, T) = 0$, определяют изменение внутренней энергии газа:

$$U_2 - U_1 = c_v(T_2 - T_1).$$

5. Зная изменение внутренней энергии газа и величину внешней работы, определяют количество тепла, необходимое для осуществления процесса по ур-нию:

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL.$$

Конечно, отдельные частные задания могут менять указанный порядок исследования.

Переходим к исследованию типичных термодинамических процессов.

16. Процесс при постоянном объеме

1. Условия протекания процесса позволяют написать для него уравнение вида $f(p, v) = 0$, которое обращается в:

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

График процесса будет линия AB (фиг. 22), называемая изоплерой.

2. Определим ф-лу соотношения параметров, которая при $v = \text{const}$ будет иметь вид $f(p, T) = 0$. Для определения $f(p, T) = 0$ напомним характеристическое уравнение для состояния газа A и B :

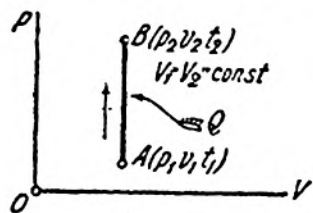
$$\begin{aligned} p_1 v &= RT_1 A, \\ p_2 v &= RT_2 B. \end{aligned}$$

Деля почленно первое уравнение на второе, имеем:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (28)$$

Это и будет уравнение вида $f(p, T) = 0$.

Уравнение показывает, что в процессе при постоянном объеме изменение давлений будет прямо пропорционально изменению абсолютных температур, т. е. при нагревании газа наблюдается повышение, а при охлаждении — уменьшение давления.



Фиг. 22.

3. Определение внешней работы L .

Работа $L = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, при $v = \text{const}$ равна

нулю, так как $dv = 0$.

4. Изменение внутренней кинетической энергии газа.

Определив значение T_2 , находим изменение внутренней кинетической энергии по ф-ле:

$$U_2 - U_1 = c_v(T_2 - T_1).$$

5. Определение необходимого для осуществления процесса тепла Q :

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL.$$

При $L = 0$ имеем:

$$Q = c_v(T_2 - T_1), \quad (29)$$

т. е. все тепло, подводимое к газу в процессе $v = \text{const}$, целиком тратится на увеличение его внутренней кинетической энергии.

Необходимо отметить, что при сжигании газа в процессе $v = \text{const}$ полная внутренняя энергия газа не изменяется, так как наблюдаемое при этом увеличение внутренней кинетической энергии газа происходит за счет уменьшения химической энергии газа. Действительно, при сжигании газа химическая энергия превращается в тепло, а последнее воспринимается газом, что и повышает его внутреннюю кинетическую энергию. По первому же закону термодинамики полный запас энергии при этом не изменяется.

17. Процесс при постоянном давлении

1. Условия процесса позволяют написать для него ур-ние вида $f(p, v) = 0$, которое обращается в $p = \text{const}$. График процесса будет линия AB (фиг. 23), называемая изобарой.

2. Определим ф-лу соотношения параметров, которая при $p = \text{const}$ имеет вид $f(v, T) = 0$. Напишем характеристическое ур-ние для состояния газа A и B :

$$\begin{aligned} p v_1 &= R T_1 \\ p v_2 &= R T_2 \end{aligned}$$

Деля почленно первое ур-ние на второе, получим:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Параметры начального состояния газа (точка A) должны быть данными, тогда полученное ур-ние:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (30)$$

позволит определить v_2 по заданной температуре T_2 или обратно: T_2 по v_2 , причем ур-ние показывает, что в процессе постоянного давления изменение объемов газа будет прямо пропорционально изменению абсолютных температур, поэтому при расширении газа температура его будет возрастать, а при сжатии — уменьшаться.

3. Определение внешней работы L .

$$\text{Работа } L = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \text{ но } p = \text{const},$$

тогда:

$$L = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p \Big|_{v_1}^{v_2} = p(v_2 - v_1).$$

Второй вид ф-лы работы L получается, если в предыдущую ф-лу подставить значения $p v_2$ и $p v_1$ из характеристического ур-ния:

$$L \Rightarrow p v_2 - p v_1 = R T_2 - R T_1 = R(T_2 - T_1).$$

Итак, для определения работы 1 кг газа имеем две ф-лы:

$$\left. \begin{aligned} L &= p(v_2 - v_1) \\ L &= R(T_2 - T_1) \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Если вес газа G килограмм, то ф-лы работы примут вид:

$$L = p(V_2 - V_1) \text{ и } L = GR(T_2 - T_1).$$

Если в ф-ле (31) $T_2 - T_1 = 1^\circ$, т. е. газ нагревается на 1° , то $L = R$, что позволяет сделать следующее заключение: постоянная газа R есть механическая работа, получаемая при расширении 1 кг газа в процессе $p = \text{const}$, при нагревании газа на один градус.

4. Изменение внутренней энергии.

Определив по ф-ле соотношений параметров T_2 , находим:

$$U_2 - U_1 = c_v(T_2 - T_1).$$

Так как температура газа при расширении возрастает, то будет возрастать и внутренняя энергия газа, в процессе же сжатия внутренняя энергия газа убывает.

5. Определение необходимого для осуществления процесса тепла:

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL = c_v(T_2 - T_1) + Ap(v_2 - v_1) = c_v(T_2 - T_1) + AR(T_2 - T_1) = (T_2 - T_1)(c_v + AR),$$

но

$$c_v + AR = c_p,$$

тогда:

$$Q = c_p(T_2 - T_1). \quad (32)$$

Эту ф-лу имели в отделе теплоемкостей газов.

Все вышесказанное позволяет заключить, что тепло, подводимое к газу в изобарическом процессе, расходуется на увеличение внутренней кинетической энергии газа и на внешнюю работу.

Необходимо отметить, что в процессе сгорания газов, протекающем при постоянном давлении, полная внутренняя энергия газа уменьшается, так как хотя при таком процессе и наблюдается увеличение внутренней кинетической энергии газа, но это увеличение неэквивалентно уменьшению потенциальной химической энергии газа. Действительно, в этом процессе за счет теплоты, выделяющейся при сжигании газа (химической энергии газа), происходит не только увеличение внутренней кинетической энергии газа, но также совершается и внешняя работа.

18. Процесс при постоянной температуре — процесс изотермический

Условия протекания изотермического процесса позволяют воспользоваться законом Бойля-Мариотта и написать равенство:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1} \text{ или } p_1 v_1 = p_2 v_2, \text{ т. е. } pv = \text{const.}$$

Ур-ние $pv = \text{const}$ есть ур-ние вида $f(p, v) = 0$ и является ур-нием процесса. Ф-ла же:

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

есть ф-ла соотношения для параметров p и v .

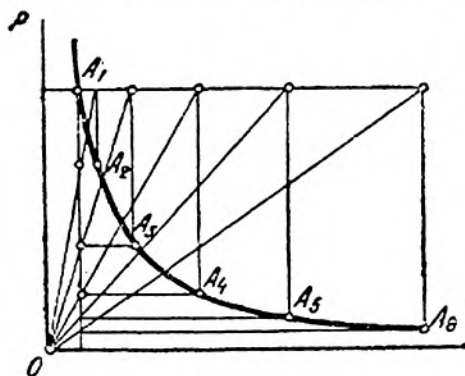
Графиком изотермического процесса, называемого изотермой, будет линия A_1A_6 (фиг. 24), которая легко строится по точкам.

а) Построение изотермы

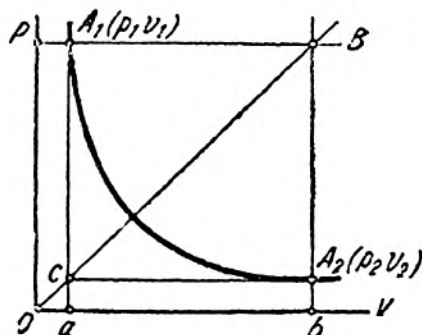
Через начало координат проводят пучок произвольных прямых до пересечения с вертикалью и горизонталью, проведенных через начальную точку процесса A . Через точки пересечения луча с горизонталью и вертикалью проводят до взаимного пересечения в точках A_2, A_3, A_4 и т. д. новые горизонтали и вертикали. Точки $A_2, A_3, A_4, \dots, A_n$ будут искомыми точками изотермы.

Доказательство.

Если точка A_2 , найденная указанным способом (фиг. 25), лежит на



Фиг. 24.



Фиг. 25.

изотерме, то произведение координат точки A_2 — p_2v_2 должно быть равно p_1v_1 . Из подобия треугольников Oca и OBb имеем:

$$\frac{Oa}{Ob} = \frac{Ca}{Bb}, \text{ но } Oa = v_1; Ob = v_2,$$

$$Ca = A_2b = p_2 \text{ и } Bb = A_1a = p_1,$$

тогда:

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

откуда:

$$v_1p_1 = p_2v_2.$$

Если строится изотерма сжатия от начальной точки B , то построение проводится, как указано на фиг. 26.

Второй способ построения изотермы дан на фиг. 27. Построение вполне понятно из чертежа.

Доказательство.

По построению $\triangle CBD = \triangle A_1EK$ (фиг. 28), поэтому $CD = A_1K = v_1$. Кроме того:

$$BD = p_2;$$

$$BM = BD + DM = BD + A_1N = p_2 + p_1;$$

$$A_1M = A_1K + KM = A_1K + OD = v_1 + v_2;$$

$$\triangle A_1BM \sim \triangle CBD.$$

Откуда:

$$\frac{A_1M}{CD} = \frac{BM}{BD},$$

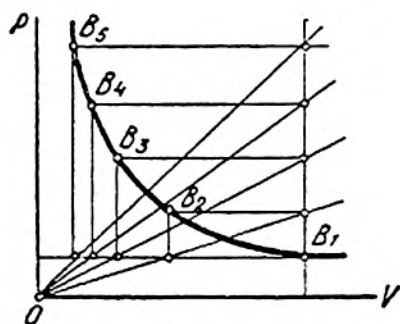
или

$$\frac{v_1 + v_2}{v_1} = \frac{p_2 + p_1}{p_2}; \quad 1 + \frac{v_2}{v_1}; \quad 1 + \frac{p_1}{p_2}.$$

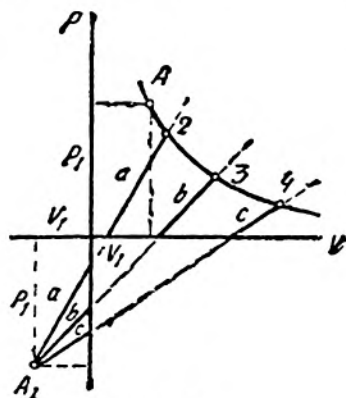
Откуда:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}, \quad \text{или } v_1 p_1 = v_2 p_2 \text{ и т. д.}$$

Для каждой температуры, при которой протекает изотермический про-

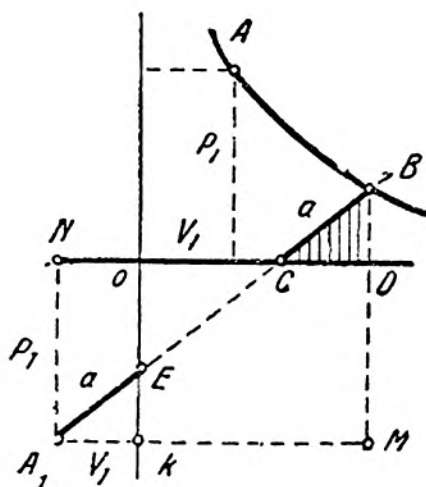


Фиг. 26.

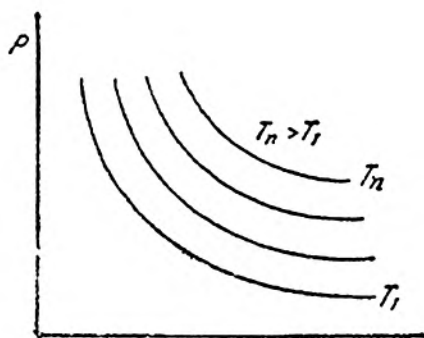


Фиг. 27.

цесс, будет меняться значение const в уравнении $pv = \text{const}$, поэтому каждой температуре будет соответствовать своя изотерма, которая на диаграмме расположится тем выше, чем выше температура газа (фиг. 29).



Фиг. 28.



Фиг. 29.

б) *Определение внешней работы L*

Работа равняется:

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

Определим p из уравнения изотермы $p_1 v_1 = p v$, откуда:

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}.$$

Значение p подставим под знак интеграла, тогда:

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1 \frac{dv}{v}.$$

Так как $p_1 v_1 = \text{const}$, то:

$$L = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \left[Lnv \right]_{v_1}^{v_2} = p_1 v_1 (Ln v_2 - Ln v_1) = p_1 v_1 Ln \frac{v_2}{v_1}$$

или, переходя к десятичным логарифмам, имеем:

$$L = p_1 v_1 Ln \frac{v_2}{v_1} = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1};$$

заменяя отношение объемов $\frac{v_2}{v_1}$ через отношение давлений, получим второй вид ф-лы работы:

$$L = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2}.$$

Заменяя в предыдущей ф-ле произведение $p_1 v_1$ равным ему произведением RT , получим новый вид ф-лы работы:

$$L = 2,303 RT \lg \frac{v_2}{v_1}.$$

Итак, для L имеются следующие ф-лы:

$$\left. \begin{aligned} L &= 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \\ L &= 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2} \\ L &= 2,303 RT \lg \frac{v_2}{v_1} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

При интегрировании под p_1 и v_1 подразумевались координаты верхней точки A , под p_2 и v_2 — нижней точки B . При определении абсолютной работы в процессе сжатия это надо помнить, и хотя начальной точкой

процесса сжатия является B , но параметры точки B надо оценивать как p_2 и v_2 (фиг. 30). При этом по ф-ле:

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

будет определяться абсолютное значение работы.

в) *Изменение внутренней энергии.*

При $T = \text{const}$:

$$U_2 - U_1 = 0,$$

так как

$$U_2 - U_1 = c_v(T_2 - T_1) = 0.$$

Таким образом в изотермическом процессе внутренняя энергия газа не изменяется.

г) *Определение необходимого количества тепла*

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL, \text{ но } c_v(T_2 - T_1) = 0;$$

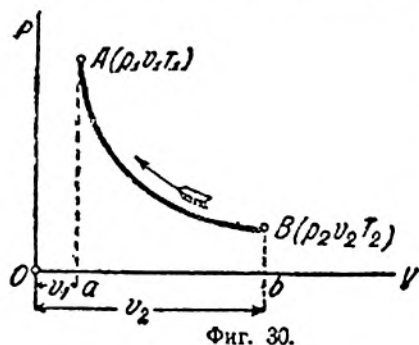
тогда

$$Q = AL.$$

В процессе изотермического расширения газа все подведенное извне тепло полностью переходит в работу. В процессе же сжатия от газа надо отнять тепло, эквивалентное внешней работе, затраченной на сжатие газа.

Для определения тепла Q имеем ф-лы:

$$\left. \begin{aligned} Q &= A 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \\ Q &= A 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2} \\ Q &= A 2,303 RT \lg \frac{v_2}{v_1} \end{aligned} \right\} (34)$$



19. Процесс адиабатический

Адиабатическим процессом называется процесс, в котором внешнее тепло не участвует, $Q = 0$. График адиабатического процесса называется адиабатой. Пользуясь свойством адиабатического процесса, выведем ур-ние адиабатического процесса.

а) *Вывод уравнения адиабаты*

Ур-ние тепла для любого процесса будет:

$$dQ = c_v dT + p dv,$$

но для адиабатического процесса $dQ = 0$, а поэтому предыдущее ур-ние примет вид:

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

Дифференцируя характеристическое уравнение $pv = RT$, имеем:

$$pdv + vdp = RdT.$$

Определив из последнего равенства значение dT , подставим его в уравнение тепла:

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

и

$$\frac{c_p}{R} (pdv + vdp) + A pdv = 0,$$

$$pdv + vdp + \frac{AR}{c_p} pdv = 0,$$

но

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

тогда

$$pdv + vdp + (k - 1) pdv = 0,$$

или:

$$pdv + vdp + kpdv - pdv = 0:$$
$$vdp + kpdv = 0.$$

Разделив обе части уравнения на vp , имеем:

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

или

$$d(\ln p) + d(\ln v^k) = 0,$$

так как:

$$\frac{dp}{p} = d(\ln p) \quad \text{и} \quad k \frac{dv}{v} = d(\ln v^k).$$

Интегрируя последнее уравнение, находим:

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

или

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

откуда:

$$pv^k = \text{const}. \tag{35}$$

Последнее уравнение является искомым уравнением адиабатического процесса.

б) Построение адиабаты

Способ Брауэра. Через точку A требуется провести адиабату (фиг. 31). Из точки O , начала координат, проводим два луча под углами α и β к осям V и P , причем угол α берется произвольно, а β определяется по взятому углу α из уравнения:

$$1 + \operatorname{tg} \beta = (1 + \operatorname{tg} \alpha)^k. \tag{а}$$

Через точку A начала процесса проводим горизонталь AB и вертикаль AC . В точках B и C под углом в 45° к линиям AB и AC проводим линии BD и CE до пересечения с лучом OD и осью V .

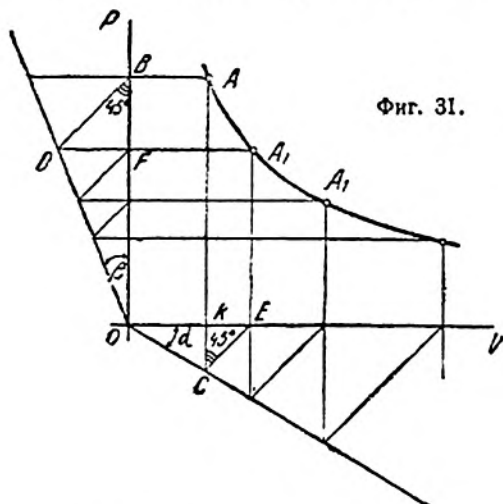
Из точек D и E проводим горизонталь DA_1 и вертикаль A_1E , которые пересекутся в точке A_1 . Полученная точка A_1 будет второй точкой адиабаты. Повторяя построение, найдем точки $A_2, A_3, A_4, \dots, A_n$, соединяя которые, вычертим адиабату.

2) Доказательство

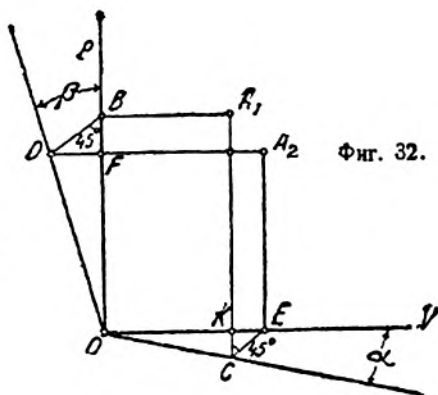
Если точка A_2 (фиг. 32) лежит на адиабате, то должно существовать равенство:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k.$$

Треугольник SKE — равнобедренный, поэтому $SK = KE$. Из т-ка OKC



Фиг. 31.



Фиг. 32.

имеем $CK = OK \cdot \operatorname{tg} \alpha$ или, заменяя CK через KE , получим:

$$KE = OK \cdot \operatorname{tg} \alpha, \text{ но } KE = OE - OK,$$

тогда:

$$OE - OK = OK \operatorname{tg} \alpha \text{ или } OE = OK (1 + \operatorname{tg} \alpha).$$

Из чертежа же имеем, что:

$$OE = v_2, \text{ а } OK = v_1,$$

следовательно:

$$v_2 = v_1 (1 + \operatorname{tg} \alpha).$$

Возведем обе части полученного уравнения в k степень:

$$v_2^k = v_1^k (1 + \operatorname{tg} \alpha)^k,$$

откуда:

$$(1 + \operatorname{tg} \alpha)^k = \frac{v_2^k}{v_1^k}. \quad (b)$$

Из $\triangle FDB$ имеем $FD = FB$, а из $\triangle ODF$ имеем $DF = OF \cdot \operatorname{tg} \beta$.
Следовательно:

$$FB = OF \cdot \operatorname{tg} \beta, \text{ но } FB = OB - OF,$$

тогда:

$$OB - OF = OF \cdot \operatorname{tg} \beta,$$

или

$$OB = OF(1 + \operatorname{tg} \beta);$$

но так как:

$$OB = p_1, \text{ а } OF = p_2,$$

то имеем:

$$p_1 = p_2(1 + \operatorname{tg} \beta),$$

или

$$1 + \operatorname{tg} \beta = \frac{p_1}{p_2}. \quad (c)$$

На основании ур-ния $1 + \operatorname{tg} \beta = (1 + \operatorname{tg} \alpha)^k$, связывающего углы α и β , левые части ур-ний (b) и (c) равны, поэтому:

$$\frac{v_2^k}{v_1^k} = \frac{p_1}{p_2},$$

откуда:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \text{ и т. д.}$$

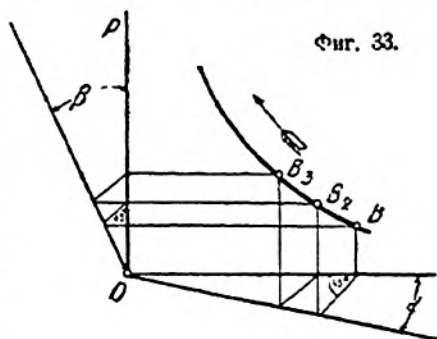
д) Построение адиабаты для процесса сжатия

Построение адиабаты сжатия дано на фиг. 33.

е) Построение адиабаты по способу Толле

Способ Брауэра употребляется, если задана одна точка, через которую должна проходить адиабата. Неудобством этого способа построения адиабаты является то, что определяемый угол β может получаться не в целых градусах, а последнее вызовет затруднения при его построении. Кроме того, недостатком способа Брауэра является накапливание при построении возможных ошибок, так как каждая новая точка адиабаты находится по предыдущей. Поэтому адиабата, построенная по способу Брауэра, может при допущенных начальных ошибках значительно отклониться от действительной адиабаты.

Построение по способу Толле возможно, если заданы две точки исходной адиабаты. Построение по этому способу основано на том, что средние геометрические величины объемов и давлений двух точек адиабаты дают объем и давление некоторой промежуточной точки, принадлежащей той же адиабате. Так, если координаты заданных точек адиабаты будут (v_1, p_1)



Фиг. 33.

и $(v_2 p_2)$ (фиг. 34), то $v_3 = \sqrt{v_1 v_2}$ и $p_3 = \sqrt{p_1 p_2}$ будут являться координатами точки 3 искомой адиабаты.

Действительно:

$$p_1 v_1^k = c (\text{const})$$

$$p_2 v_2^k = c,$$

откуда:

$$p_1 p_2 (v_1 v_2)^k = c^2,$$

или

$$\sqrt{p_1 p_2} (\sqrt{v_1 v_2})^k = c, \text{ но } \sqrt{p_1 p_2} = p_3 \text{ и } \sqrt{v_1 v_2} = v_3,$$

поэтому

$$p_3 v_3^k = c.$$

Последнее равенство при наличии первых двух ур-ний подтверждает, что точки 1, 2 и 3 принадлежат одной и той же адиабате.

Таким образом построение промежуточных точек адиабаты сводится к построению по известному в геометрии способу средней геометрической двух величин.

Чтобы определить промежуточную точку адиабаты на отрезках $OA = p_1$ и $OD = v_2$, строят, как на диаметрах, две полуокружности. На осях P и V откладывают от точки O отрезки $OB = p_2$ и $OE = v_1$.

Из точек B и E восстанавливают перпендикуляры CB и EK до пересечения с соответствующими окружностями. Тогда отрезки OC и OK будут искомыми координатами p_3 и v_3 точки 3. Построение по координатам OC и OK точки 3 понятно из чертежа.

Отрезки OC и OK есть действительно искомые координаты точки 3, как средние геометрические величины p_1, p_2 и v_1, v_2 . Действительно:

$$OC^2 = OB \cdot OA = p_2 p_1, \text{ откуда } OC = \sqrt{p_1 p_2} \text{ и}$$

$$OK^2 = OE \cdot OD = v_1 v_2, \text{ откуда } OK = \sqrt{v_1 v_2}.$$

На фиг. 35 приведено построение ряда промежуточных точек адиабаты.

Характер построения адиабаты по способу Толле позволяет заключить, что при этом способе построение каждой последующей точки связано с построением предыдущей, но при этом не происходит накапливания и суммирования ошибок, какое возможно при построении адиабаты по способу Брауэра. При построении по способу Толле положение строящейся кривой определяется двумя крайними точками, тогда как при способе Брауэра только одной точкой; последнее тоже приводит к более правильному положению адиабаты Толля, чем Брауэра.

Когда дана одна точка, принадлежащая адиабате, то при построении ее по способу Толле необходимо предварительно по ф-лам соотношения определить вторую конечную точку адиабаты.

ж) Определение формул соотношения параметров в адиабатическом процессе

Зависимость параметров p и v .

На основании ур-ния адиабаты имеем следующее соотношение параметров точек A и B (фиг. 36):

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k,$$

откуда:

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

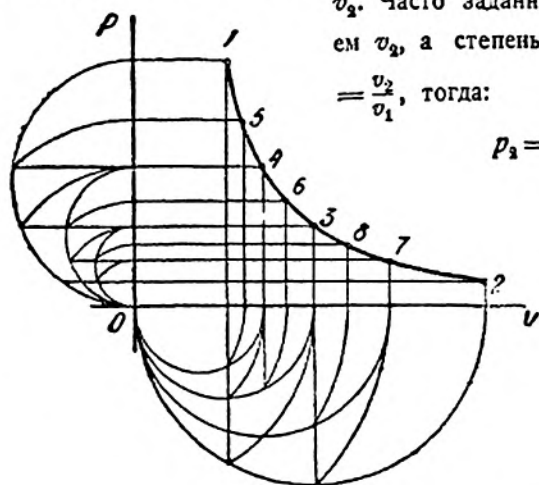
или

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

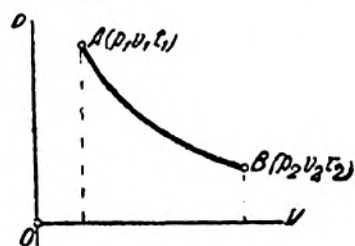
Последние соотношения (а) и (b) позволяют по заданному конечному объему определить конечное давление p_2 или, наоборот, по p_2 определить v_2 . Часто заданным бывает не конечный объем v_2 , а степень расширения газа, равная $\epsilon = \frac{v_2}{v_1}$, тогда:

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

Зависимость параметров v и T .



Фиг. 35.



Фиг. 36.

Напишем характеристическое ур-ние для точек A и B :

$$\begin{aligned} p_1 v_1 &= RT_1 \dots \dots A \\ p_2 v_2 &= RT_2 \dots \dots B. \end{aligned}$$

Деля почленно, имеем:

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (c)$$

Пользуясь равенством (а), исключаем из (с) отношение $\frac{p_1}{p_2}$:

$$\frac{v_1^k}{v_2^k} \cdot \frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (36)$$

Если дано $\epsilon = \frac{v_2}{v_1}$, то температура $T_2 = T_1 \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$:

Зависимость параметров p и T .

Пользуясь равенством (b), исключаем из (c) отношение $\frac{v_1}{v_2}$:

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

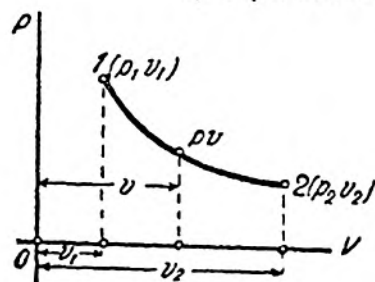
или

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

откуда:

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

в) Определение внешней работы L (фиг. 37)



Фиг. 37.

Работа равняется:

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

Из уравнения адиабаты имеем:

$$p_1 v_1^k = p v^k,$$

откуда:

$$p = \frac{p_1 v_1^k}{v^k}.$$

Подставим значение p под знак интеграла работы:

$$\begin{aligned} L &= \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1^k \frac{dv}{v^k}; \text{ но } p_1 v_1^k = \text{const.} \\ L &= p_1 v_1^k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^k} = p_1 v_1^k \left[\frac{1}{1-k} v^{1-k} \right]_{v_1}^{v_2} = \frac{1}{1-k} p_1 v_1^k (v_2^{1-k} - v_1^{1-k}) = \\ &= \frac{p_1 v_1^k}{k-1} \left(\frac{1}{v_1^{k-1}} - \frac{1}{v_2^{k-1}} \right) = \frac{p_1 v_1^k}{(k-1) v_1^{k-1}} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \\ &= \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right]; \end{aligned}$$

итак:

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right].$$

Выведенная ф-ла работы L дает зависимость L от параметра v ; иногда работу L удобнее выразить в зависимости от изменения параметров p или T .

Ф-лы, дающие искомую зависимость, являются производными от выведенной ф-лы.

Зависимость L от T .

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

(см. ф-лы соотношения) и из характеристического ур-ния:

$$p_1 v_1 = RT.$$

Тогда:

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right];$$

$$L = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right).$$

Зависимость L от p .

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

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Четвертый вид формулы работы.

В ф-ле работы

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \right]$$

введем в скобку произведение $p_1 v_1$:

$$L = \frac{1}{k-1} \left(p_1 v_1 - \frac{p_1 v_1^k}{v_2^{k-1}} \right), \text{ но } p_1 v_1^k = p_2 v_2^k;$$

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

Если возьмем график процесса, то ф-ла

$$L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad (37)$$

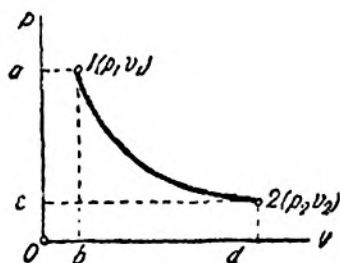
указывает, что работа равняется разности площадей прямоугольника $Oa1b$ и $Oc2a$, помноженной на $\frac{1}{k-1}$ (фиг. 38).

Определение работы в процессе сжатия (фиг. 39).

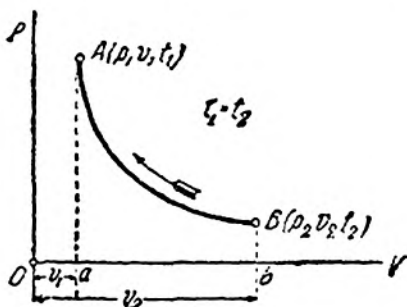
Абсолютная величина работы сжатия выражается площадью $ABbd$ и равняется $\int_{v_1}^{v_2} p dv$. При интегрировании надо помнить, что под параметрами

p_1 и v_1 подразумеваются параметры верхней точки A , а под p_2 и v_2 — нижней точки B , хотя начальной точкой процесса и является точка B .

Таким образом будет ли процесс сжатия или расширения, параметры верхней точки ветки AB всегда должны обозначаться через p_1, v_1, T_1 , нижней точки B через p_2, v_2, T_2 . При таком обозначении удобнее будет пользоваться ϕ -лами работы.



Фиг. 38.

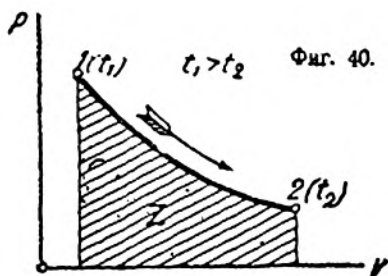


Фиг. 39.

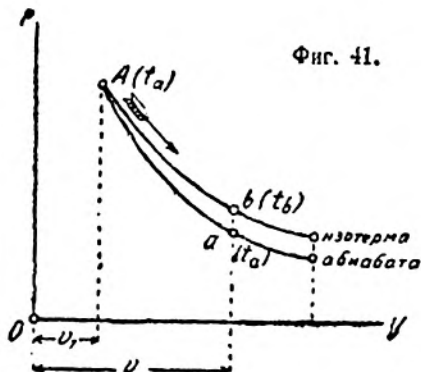
и) Изменение внутренней энергии рабочего тела

$$Q = U_2 - U_1 + AL \text{ или } Q = c_v(T_2 - T_1) + AL, \text{ но } Q = 0, \\ \text{тогда } AL = -c_v(T_2 - T_1) = c_v(T_1 - T_2).$$

В процессе расширения AL положительно, тогда и $c_v(T_1 - T_2) > 0$, что будет при $T_1 > T_2$.



Фиг. 40.



Фиг. 41.

Таким образом в процессе адиабатического расширения внешняя работа L совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа, при этом температура газа уменьшается (фиг. 40). В процессе же адиабатического сжатия внешняя работа, затрачиваемая на сжатие, увеличивает внутреннюю энергию газа, что сопровождается увеличением его температуры.

Из ф-лы $AL = c_v(T_1 - T_2)$ можно получить еще одну ф-лу работы газа в адиабатическом процессе:

$$L = 427c_v(T_1 - T_2).$$

к) *Взаимное расположение изотерм и адиабат*

Если от начальной точки A (фиг. 41) провести изотерму и адиабату, то изотерма расположится выше адиабаты, так как внутренняя энергия газа в изотермическом процессе остается постоянной, а в адиабатическом процессе убывает, что сопровождается, как известно, падением температуры.

Поэтому:

$$T_b = T_a,$$

а

$$T_a < T_b,$$

откуда:

$$T_a < T_b.$$

Напишем характеристическое уравнение для точек a и b :

$$p_a v = RT_a; \quad v p_b = RT_b.$$

Деля почленно предыдущие равенства, имеем:

$$\frac{p_b}{p_a} = \frac{T_b}{T_a},$$

но

$$T_b > T_a,$$

тогда и p_b должно быть больше p_a . Последнее указывает, что точка b лежит выше точки a , т. е. изотерма располагается выше адиабаты.

При сжатии (фиг. 42) наблюдается обратное расположение: адиабата лежит выше изотермы, так как в адиабатическом процессе сжатия наблюдается увеличение внутренней энергии, чего не происходит при изотермическом сжатии. Последнее позволяет сделать следующее заключение: в заданных пределах изменения объемов в процессах расширения при изотермическом процессе получается большая внешняя работа, чем при адиабатическом; при сжатии же обратно на изотермическое сжатие тратится меньшая работа, чем на адиабатическое.

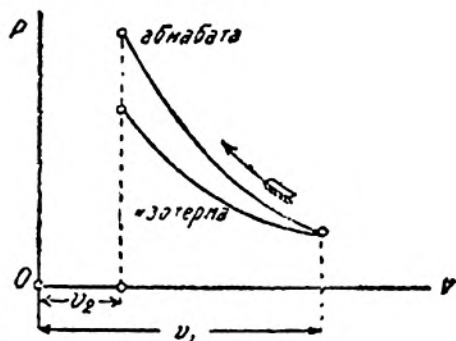
Пример 29. Десять килограммов воздуха, заключенные в сосуде, остывают с 300 до 10°С. Определить количество тепла, отдаваемое воздухом при остывании, и конечное давление, если начальное давление воздуха $p_1 = 6 \text{ ат}$, а теплоемкость $c_v = 0,17$.

1. Определение конечного давления воздуха (по условию задания имеем процесс $v = \text{const}$):

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad p_2 = \frac{p_1 T_2}{T_1} = \frac{6 \cdot 283}{573} = 2,9 \text{ ат}.$$

2. Определение количества тепла, теряемого воздухом при остывании:

$$Q = c_v G (t_2 - t_1) = 0,17 \cdot 10 \cdot (10 - 300) = -493 \text{ кал}.$$



Фиг. 42.

Пример 30. Определить работу, получаемую при расширении метана CH_4 в процессе $p = \text{const}$ (фиг. 43), количество тепла, необходимое для осуществления процесса, и изменение внутренней энергии газа, если начальные параметры газа: $p_1 = 10 \text{ ат}$, $v_1 = 1 \text{ м}^3$ и $G = 5 \text{ кг}$, а конечный объем газа в десять раз больше начального.

Теплоемкость метана:

$$c_v = 0,23 \frac{\text{кал}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{Ц}}.$$

1. Определение ΔU :

$$\Delta U = c_v G (T_2 - T_1),$$

но

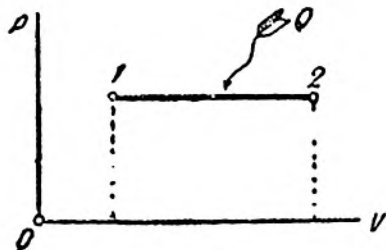
$$T_1 = \frac{pV_1}{GR}; \quad T_2 = \frac{pV_2}{GR},$$

тогда:

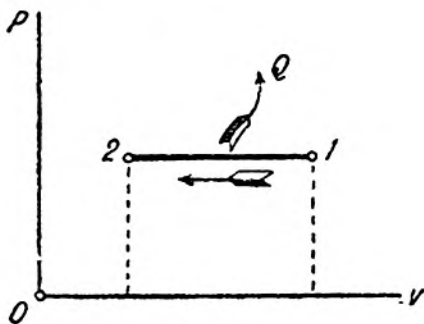
$$\Delta U = \frac{c_v G p}{GR} (V_2 - V_1) = \frac{c_v p}{R} (V_2 - V_1);$$

но

$$R = \frac{848}{m} = \frac{848}{16} \text{ (м для метана равно 16),}$$



Фиг. 43.



Фиг. 44.

поэтому:

$$\begin{aligned} \Delta U &= \frac{c_v p}{R} (V_2 - V_1) = \frac{16 \cdot c_v \cdot p}{848} (V_2 - V_1) = \\ &= \frac{16 \cdot 0,23 \cdot 10 \cdot 10^4}{848} (10 - 1) \approx 3906 \text{ кал.} \end{aligned}$$

2. Определение работы L :

$$L = p(V_2 - V_1) = 10 \cdot 10^4 \cdot (10 - 1) = 9 \cdot 10^5 \text{ кгм.}$$

3. Определение Q :

$$Q = \Delta U + AL.$$

Пример 31.

Пять килограммов воздуха сжимаются изобарически, причем температура воздуха при сжатии меняется с 327 до 27°Ц (фиг. 44). Определить: работу, тратящуюся на сжатие, изменение внутренней энергии и количество тепла, отводимое от воздуха.

Теплоемкость воздуха c_v , принимаем равной $0,17$.

1. Определение ΔU :

$$\Delta U = c_p G (t_2 - t_1) = 0,17 \cdot 5 \cdot (27 - 327) = -255 \text{ кал.}$$

2. Определение L :

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dV = pV_2 - pV_1 = GR(T_2 - T_1) = \\ = 5 \cdot 29,27 \cdot (300 - 600) = -43908 \text{ кгм.}$$

3. Определение тепла Q :

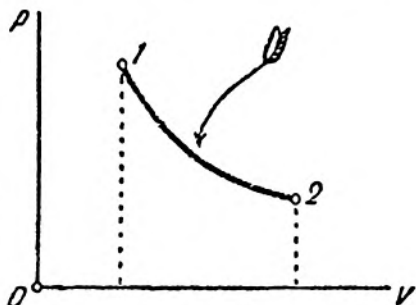
$$Q = \Delta U + AL = -255 - \frac{43908}{327} = -357 \text{ кал.}$$

Пример 32. Воздух расширяется изотермически, причем его давление во время расширения уменьшается в 10 раз. Вес воздуха, участвующего в процессе, 5 кг, его температура 27° Ц (фиг. 45).

Определить работу и количество тепла, необходимое для осуществления процесса.

1. Определение работы L :

$$L = 2,303 p_1 V_1 \lg \frac{V_2}{V_1} = 2,303 p_1 V_1 \lg \frac{p_1}{p_2}, \\ \frac{p_1}{p_2} = 10; p_1 V_1 = GRT = 5 \cdot 29,27 \cdot 300; \\ L = 2,303 \cdot 5 \cdot 29,27 \cdot 300 \cdot \lg 10 = \\ = 2,303 \cdot 5 \cdot 29,27 \cdot 300 = 102123 \text{ кгм.}$$



Фиг. 45

2. Определение тепла Q :

$$Q = AL = \frac{1}{427} \cdot 2,303 \cdot 5 \cdot 29,27 \cdot 300 = 239 \text{ кал.}$$

Пример 33. Один кг воздуха, имея начальную температуру $t_1 = 30^\circ$ и давление $p_1 = 1 \text{ ат}$, сжимается до давления $p_2 = 10 \text{ ат}$.

Определить v_2 , L , t_2 и ΔU , если сжатие воздуха будет:

- изотермическое;
- адиабатическое.

а) Изотермическое сжатие

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}; v_2 = \frac{v_1 p_1}{p_2}; v_1 = \frac{RT_1}{p_1};$$

тогда:

$$v_2 = \frac{p_1 RT_1}{p_2 p_1} = \frac{29,27 \cdot 303}{10 \cdot 10^4} = 0,089 \text{ м}^3;$$

$$t_2 = t_1 = 30^\circ \text{ Ц};$$

$$\Delta U = c_v (t_2 - t_1) = 0;$$

$$L = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 RT_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 \cdot 29,17 \cdot 303 \cdot \lg \frac{1}{10} = -20425 \text{ кгм.}$$

б) Адиабатическое сжатие

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}}; \quad v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{RT_1}{p_1} \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{29,27 \cdot 303}{1 \cdot 10^4} \left(\frac{1}{10}\right)^{\frac{1}{1,4}} = 0,178 \text{ м}^3;$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 303 \cdot 10^{\frac{0,4}{1,4}} = 576^\circ,$$

$$L = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{29,27 \cdot 303}{0,4} \left[1 - (10)^{\frac{0,4}{1,4}}\right] = -19\,953 \text{ кгм.}$$

$$AL + \Delta U = 0; \quad \Delta U = -AL = -\frac{1}{427} \cdot (1 - 19\,953) = 46,7 \text{ кал.}$$

Пример 34. Пять килограммов окиси углерода, расширяясь при $p = \text{const}$, совершают работу, равную 10 000 кгм. Определить t_2 , если $t_1 = 100^\circ \text{C}$

$$Q = \Delta U + AL;$$

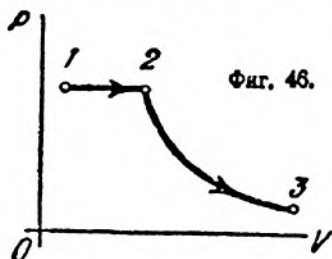
$$Gc_p \Delta t = Gc_v \Delta t + AL;$$

$$\Delta t = \frac{AL}{G(c_p - c_v)} = \frac{AL}{GAR} = \frac{10\,000}{5 \cdot \frac{848}{28}} = 66^\circ,$$

тогда

$$t_2 = t_1 + \Delta t = 100 + 66 = 166^\circ \text{C}.$$

Пример 35. В процессе 1—2—3 (фиг. 46), начальные параметры воздуха равняются:



$$\begin{aligned} p_1 &= 10 \text{ ат,} \\ v_1 &= 0,1 \text{ ат,} \\ t_1 &= 50^\circ \text{C.} \end{aligned}$$

Процесс 1—2 будет $p = \text{const}$, а процесс 2—3 будет $T = \text{const}$. В процессе 1—2 объем газа увеличивается в 2 раза, а в процессе 2—3 в 10 раз. Теплоемкость $c_p = 0,17$.

Определить 1) t_3 , p_3 и v_3 .

2) ΔU , L и Q :

$$T_2 = T_1 \frac{v_2}{v_1} = 323 \cdot 2 = 646^\circ,$$

$$T_3 = T_2 = 646^\circ,$$

$$p_3 = p_1 = 10 \text{ ат;}$$

$$p_3 = p_2 \frac{v_2}{v_3} = 10 \frac{1}{10} = 1 \text{ ат.}$$

Вес газа:

$$G = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{10^4 \cdot 10 \cdot 0,1}{29,27 \cdot 323} = 1,05 \text{ кг.}$$

$$\begin{aligned} \Delta U_{1-2-3} &= \Delta U_{1-2} + \Delta U_{2-3} = c_p G (T_2 - T_1) + c_v G (T_3 - T_2) = \\ &= 0,17 \cdot 1,05 \cdot (646 - 323) = 58,14 \text{ кал.} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} L_{1-2-3} &= L_{1-2} + L_{2-3} = p(V_2 - V_1) + 2,303 p_2 V_2 \lg \frac{V_3}{V_2} = \\ &= 10^4 \cdot 10 \cdot (0,2 - 0,1) + 2,303 \cdot 10^4 \cdot 10 \cdot 0,2 \cdot \lg 10 = 56\,060 \text{ кгм.} \end{aligned}$$

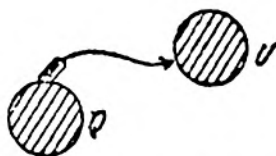
$$82 \quad Q_{1-2-3} = \Delta U_{1-2-3} + AL_{1-2-3} = 58,14 + \frac{1}{427} \cdot 56\,060 = 189,64 \text{ кал.}$$

ПРИМЕР 36. Пять килограммов воздуха расширяются адиабатически, причем температура воздуха в процессе меняется с 327 до 27°С. Определить внешнюю работу, получаемую при расширении воздуха, если $c_v = 0,17$.

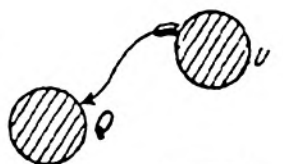
$$Q = \Delta U + AL; \quad Q = 0, \quad \text{тогда } L = -\Delta U = -427 \cdot c_v (t_2 - t_1) = \\ = -427 \cdot 0,17 \cdot 5 (27 - 327) = 427 \cdot 0,17 \cdot 5 \cdot 300 = 108\,885 \text{ кДж.}$$

20. Графики трансформирования энергии в основных термодинамических процессах

Термодинамические процессы есть процессы трансформирования тепловой энергии в механическую или обратно — механической энергии в тепловую. Первое превращение наблюдается при расширении газа, второе — при сжатии. Тепловая энергия, участвующая в процессе, может заимствоваться от внешнего источника тепла и из внутреннего теплового запаса рабочего тела. Для каждого процесса наблюдается вполне определенное



Фиг. 47.

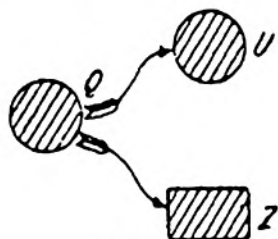


Фиг. 48.

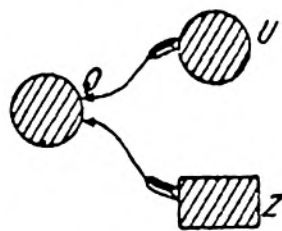
участие в нем источника тепла и внутренней энергии рабочего тела, т. е. каждый процесс имеет вполне определенный, ему присущий, характер трансформирования энергии. Особенности превращения в процессе энергии можно представить графически, причем график отмечает роль всех факторов (Q , U и L), участвующих в процессе.

а) Процесс изоплерический ($v = \text{const}$)

В изоплерическом процессе затрачиваемое тепло полностью расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела; если же изоплерический



Фиг. 49.



Фиг. 50.

процесс протекает с отнятием тепла, то отвод тепла совершается за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела. На фиг. 47 и 48 даны графики трансформации энергии в обоих процессах.

б) Процесс изобарический

В изобарическом процессе расширения газа внешнее тепло расходуется на увеличение внутренней энергии газа и на внешнюю работу. На сжатие же газа затрачивается внешняя работа, причем внутренняя энергия газа убывает. Фиг. 49 и 50 отмечают характер трансформации энергии в изобарическом процессе.

в) Процесс изотермический.

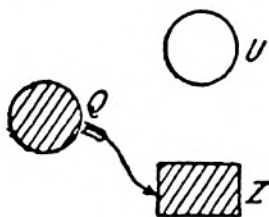
Фиг. 51 и 52 отмечают особенности превращения энергии в изотермическом процессе.

г) Адиабатический процесс

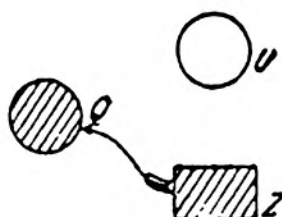
Графики адиабатического процесса расширения газа и сжатия даны на фиг. 53 и 54, в которых отмечается, что при расширении газа работа получается за счет падения внутренней энергии газа, а при сжатии газа тепло, эквивалентное внешней работе, расходуется на повышение внутренней энергии газа.

21. Политропические процессы

Нами исследованы основные термодинамические процессы, в которых отчетливо выражены характерные особенности и необходимые условия,

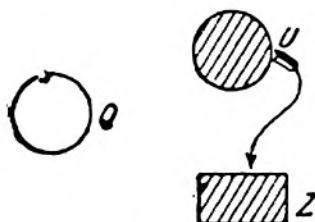


Фиг. 51.

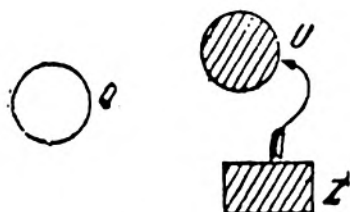


Фиг. 52.

обуславливающие протекание каждого отдельного процесса. Так, мы имели процессы: $p = \text{const}$, $v = \text{const}$, $T = \text{const}$ и, наконец, адиабатический процесс, который протекает без участия внешнего тепла. Но на ряду с этими ярко выраженными по своим особенностям процессами возможны процессы, в которых таких очевидных внешних признаков, определяющих процесс, не имеется, но закономерность в изменении параметров рабочего тела и также определенный закон превращения энергии наблюдается.



Фиг. 53.



Фиг. 54.

Последнее надо понимать так: доля тепла, тратящегося на изменение внутренней энергии газа, и часть тепла, расходуемая на внешнюю работу, за все время протекания процесса находятся между собой в определенном отношении. Тогда часть теплового потока, расходуемая на изменение внут-

ренной энергии газа, может быть выражена через αQ , где Q — внешнее тепло, участвующее в процессе, а α — коэффициент пропорциональности.

Коэффициент α , показывающий долю тепла, тратящегося на изменение внутренней энергии газа, для каждого отдельного процесса принимает соответствующее этому процессу значение. Процессы, таким образом протекающие, называются политропическими.

Нетрудно видеть, что на внешнюю работу в политропическом процессе расходуется $(1 - \alpha) Q$ калорий тепла. Ур-ния:

$$\left. \begin{aligned} \Delta U &= \alpha Q \text{ и} \\ L &= 427(1 - \alpha) Q, \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

отмечающие характер трансформирования энергии в политропическом процессе, являются для этого процесса основными.

Вспомним распределение теплового потока в разобранных основных процессах.

В процессе $v = \text{const}$ тепло целиком тратится на изменение внутренней энергии газа, в процессе $T = \text{const}$, наоборот, только на внешнюю работу, а в процессе $p = \text{const}$ — частью на изменение внутренней энергии газа, частью на совершение внешней работы. Следовательно, для первого процесса $\alpha = 1$, для второго $\alpha = 0$, а для процесса $p = \text{const}$ коэффициент α можно определить из выражения:

$$\Delta U = \alpha Q,$$

откуда

$$\alpha = \frac{\Delta U}{Q}.$$

Но для процесса $p = \text{const}$ имеем:

$$\Delta U = c_v \Delta T,$$

$$Q = c_p \Delta T,$$

тогда:

$$\alpha = \frac{c_v \Delta T}{c_p \Delta T} = \frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{k}.$$

Принимая значение:

$$k = 1,4,$$

найдем:

$$\alpha = \frac{5}{7},$$

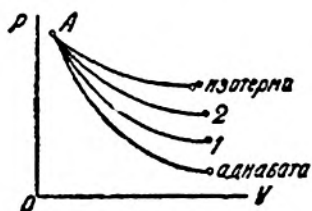
т. е. $\frac{5}{7}$ всего количества внешнего тепла, участвующего в процессе $p = \text{const}$, расходуется на изменение внутренней энергии газа и $\frac{2}{7}$ расходуется на внешнюю работу. Таким образом величина коэффициента α является фактором, характеризующим процесс, и в зависимости от этой величины политропические процессы будут по свойству происходящих в процессе изменений приближаться к тому или другому основному термодинамическому процессу.

Остановимся на изотермическом и адиабатическом процессах. По характеру происходящих изменений имеем процессы, коренным образом отли-

чающиеся друг от друга. В изотермическом процессе внутренняя энергия газа не изменяется и работа совершается за счет притока внешнего тепла, в адиабатическом же процессе приток тепла отсутствует и внешняя работа совершается за счет падения внутренней энергии газа. Между этими двумя процессами мы можем представить целый ряд политропических процессов, протекание которых будет носить некоторый промежуточный характер по отношению к первым двум.

Тогда, проведя ряд политроп, например, $A-1$, $A-2$ и т. д. (фиг. 55), будем иметь некоторую группу процессов, для которой адиабата и изотерма будут крайними предельными процессами, т. е. по свойству происходящих в процессах изменений промежуточные процессы будут ближе друг к другу, чем изотермический и адиабатический процессы. Поэтому, если два предельных процесса имеют одинаковый вид ур-ния: $pV = \text{const}$ и $pV^k = \text{const}$, то вполне логично для процессов промежуточных политропических, принять ур-ние того же вида $pV^n = \text{const}$, причем каждый отдельный процесс будет иметь вполне определенный, присущий ему, показатель n . Но если целая группа процессов имеет общий вид ур-ния $pV^n = \text{const}$, то возникает мысль,

не будет ли указанное ур-ние являться общим ур-нием для всевозможных термодинамических процессов. Чтобы показать справедливость последнего, необходимо обнаружить, что для разобранных нами процессов можно применить ур-ние $pV^n = \text{const}$, которое при соответствующем значении n даст известное нам ур-ние процесса. Нашей задачей будет подобрать значения n для основных процессов, т. е. $p = \text{const}$, $v = \text{const}$ и т. д.



Фиг. 55.

1. Процесс $v = \text{const}$.

Извлечем из обеих частей ур-ния $pV^n = \text{const}$ корень n степени:

$$\sqrt[n]{pV^n} = \text{const}$$

$$p^{\frac{1}{n}} v = \text{const}$$

Последнее ур-ние при $n = \pm \infty$ обращается в ур-ние $v = \text{const}$.

2. Процесс $p = \text{const}$.

Общее ур-ние $pV^n = \text{const}$ переходит в ур-ние $p = \text{const}$ при $n = 0$.

3. Процесс $T = \text{const}$.

Ур-ние изотермы $pV = \text{const}$, следовательно, $n = 1$.

4. Процесс адиабатический $n = k$.

Итак:

Процесс при постоянном объеме	$n = \pm \infty$
» » » давлении	$n = 0$
» изотермический	$n = 1$
» адиабатический	$n = k$

Процессы, протекающие по ур-нию $pV = \text{const}$, называются, как указывалось, политропическими. Следовательно, процессы $p = \text{const}$, $v = \text{const}$ и др. есть тоже политропические процессы с вполне определенными ка-

чениями показателя n . В технике приходится иметь дело с политропическими процессами, близко лежащими к изотермическим и адиабатическим процессам. Обычно их и подразумевают под политропическими процессами.

Второй вывод уравнения политропического процесса.

Ур-нием процесса называется ур-ние вида $f(p, v) = 0$, которое определяет график процесса в системе координат $P-V$ и дает закон изменения параметров p и v . В основу вывода ур-ний изобарического, изоплерического, изотермического и адиабатического процессов были положены характерные особенности и свойства каждого процесса. Так, ур-ния $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ изобарического и изоплерического процессов вытекают непосредственно из условий протекания процессов, ур-ние изотермического процесса есть следствие закона Бойля-Мариотта, отмечающего изменение параметров p и v в процессе $T = \text{const}$. Действительно, по закону Бойля-Мариотта:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}, \text{ откуда } p v = \text{const.}$$

Ур-ние адиабатического процесса было выведено из ур-ния тепла $dQ = c_p dT + A p d v$, которое было преобразовано, на основании особенности адиабатического процесса ($dQ = 0$), в ур-ние $f(p, v, T) = 0$.

Заменой в последнем ур-нии параметра T через p и v из характеристического ур-ния и ряда преобразований было получено ур-ние адиабатического процесса.

Ур-ние политропического процесса можно вывести подобно выводу ур-ния адиабаты, для чего на основании свойств политропического процесса преобразуем ур-ние тепла.

При определении политропического процесса было отмечено, что за особенность и характеристику процесса можно принять коэффициент α , показывающий, каким образом расчленяется тепловой поток при протекании процесса. Коэффициент α , как известно, для каждого процесса принимает вполне определенное числовое значение, отмечающее долю тепла, расходуемую на изменение внутренней энергии рабочего тела.

Тогда $dU = \alpha dQ$, где dQ — тепловой поток, участвующий в элементарном политропическом процессе.

Из последнего соотношения находим:

$$dQ = \frac{dU}{\alpha}, \text{ но } dU = c_p dT, \text{ тогда } dQ = \frac{c_p}{\alpha} dT.$$

Обозначая отношение $\frac{c_p}{\alpha}$ через c , получим $dQ = c dT$.

Последнее ур-ние отмечает количество тепла, необходимое для осуществления взятого процесса; по своему виду оно представляет обычное выражение количества тепла, как произведение теплоемкости газа на изменение температуры в процессе. Следовательно, $c = \frac{c_p}{\alpha}$ будет являться теплоемкостью газа в политропических процессах.

Выяснив значение теплового потока, участвующего в политропическом процессе, преобразуем, воспользовавшись этим значением, ур-ние тепла:

$$dQ = c_p dT + A p d v$$

или

$$cdT = c_p dT + A p dv;$$

откуда:

$$(c - c_p) dT - A p dv = 0.$$

В последнем уравнении отмечены особенности политропического процесса, а поэтому зависимость параметров, вытекающая из этого уравнения, даст закон изменения параметров рабочего тела в политропическом процессе.

Подставим в полученное уравнение значения dT , для чего продифференцируем характеристическое уравнение $p v = RT$:

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

откуда:

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

После подстановки имеем:

$$\frac{c - c_p}{R} (p dv + v dp) - A p dv = 0.$$

Преобразуем полученное уравнение:

$$p dv + v dp - \frac{AR}{c - c_p} p dv = 0,$$

или:

$$\left(1 - \frac{AR}{c - c_p}\right) p dv + v dp = 0,$$

но $AR = c_p - c_p$, поэтому:

$$\left(1 - \frac{c_p - c_p}{c - c_p}\right) p dv + v dp = 0,$$

или:

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

Обозначая $\frac{c - c_p}{c - c_p}$ через n , имеем:

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

Разделив обе части равенства на $p v$, имеем:

$$n \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0;$$

откуда после интегрирования:

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

или:

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

но тогда и

$$p v^n = \text{const}.$$

(39)

Последнее уравнение будет искомым уравнением политропического процесса.

Показатель $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$ для каждого политропического процесса будет иметь вполне определенное числовое значение, так как:

$$c_p, \alpha, c = \frac{c_p}{\alpha}$$

есть некоторые числовые величины¹. Показатель n будет зависеть от коэффициента α , который оттеняет особенности политропического процесса.

Подставляя в равенство

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$$

значения c для различных процессов, найдем величины n .

Например:

1) процесс изоплерический ($v = \text{const}$): для изоплерического процесса $c = c_v$, тогда:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \infty;$$

2) процесс изобарический ($p = \text{const}$): для изобарического процесса $c = c_p$, тогда:

$$n = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = 0;$$

3) процесс $T = \text{const}$: для изотермического процесса $\alpha = 0$, тогда:

$$c = \frac{c_p}{\alpha} = \frac{c_p}{0} = \infty.$$

Преобразуем равенство $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$:

$$n - 1 = \frac{(c - c_p) - (c - c_v)}{c - c_v} \quad (\text{производная пропорция});$$

$$n - 1 = \frac{c_v - c_p}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{\infty} = 0,$$

откуда $n = 1$;

4) процесс адиабатический:

$$c = \frac{dQ}{\Delta T},$$

но dQ в адиабатическом процессе равно нулю, тогда:

$$c = 0 \text{ и } n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_p}{c_v} = k.$$

Итак, исходя из особенностей отдельных процессов и общего выражения показателя политропы, можно определить известные из предыдущего значения показателей основных термодинамических процессов.

¹ При выводе теплоемкость газа принимается за величину постоянную.

Последние ф-лы позволяют также отметить, что теплоемкость газа в изотермическом процессе равняется бесконечности, а в адиабатическом процессе — нулю.

Теплоемкость газа в политропическом процессе

Общее выражение показателя $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$ позволяет определить теплоемкость газа c в политропических процессах. Из последнего выражения имеем

$$c = \frac{nc_v - c_p}{n - 1} = \frac{nc_v - kc_v}{n - 1} = c_v \frac{n - k}{n - 1}. \quad (39)$$

Тепло, участвующее в политропическом процессе

Тепло, участвующее в любом процессе, выражается произведением теплоемкости газа, соответствующей процессу на разность температур. Поэтому для политропического процесса имеем:

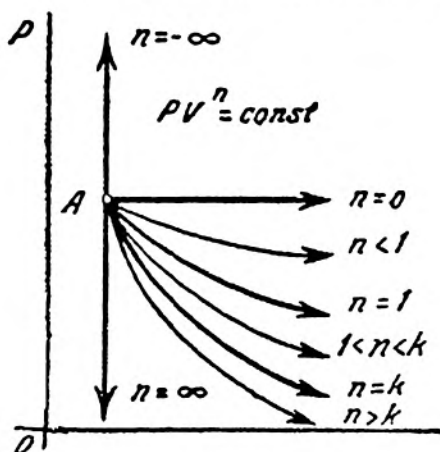
$$\left. \begin{aligned} Q &= c(T_2 - T_1) = c_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1) \dots \text{1 кг газа} \\ Q &= Gc_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1) \dots \dots \dots G \gg \gg \\ dQ &= c_v \frac{n - k}{n - 1} dT \dots \dots \text{процесс бесконечно-малый} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Определение коэффициента α

Зная показатель политроты n , можно определить коэффициент α из выражения:

$$\alpha = \frac{c_p}{c} = c_p : c_v \frac{n - k}{n - 1} = \frac{n - 1}{n - k};$$

$$\alpha = \frac{n - 1}{n - k}. \quad (41)$$



Фиг. 56.

Исследование политропических процессов

В отдельных политропических процессах наблюдается вполне определенный закон превращения энергии. Кроме того, каждому политропическому процессу, как уже отмечалось, соответствует определенное числовое значение показателя n . Поэтому характер трансформирования энергии в процессе и показатель n есть факторы, определяющие друг друга. Но тогда возникает вопрос, нельзя ли на основании величины показателя n иметь суждение о характере процесса.

Нанесем в системе координат $P - V$ графики основных процессов (фиг. 56).

Показатель адиабатического процесса $n = k$ для идеальных газов прием $k = 1,4$. Над адиабатой располагается изотерма с показателем $n = 1$, еще выше изотермы лежит изобара с показателем $n = 0$, т. е., чем выше лежит линия процесса, тем меньше величина показателя n . Поэтому, если перейдем к политропам, лежащим выше изобары, то показатель, продолжая убывать, будет уже отрицательный и, наконец, подойдем к процессу $v = \text{const}$, имеющему показатель $n = -\infty$. Исследуя процессы в обратном направлении, т. е. постепенно опускаясь к политропам, ниже располагающимся, будем иметь возрастание показателя n , который, проходя через отрицательные значения, нуль при изобаре, единицу при изотерме и 1,4 при адиабате, для политроп, располагающихся ниже адиабаты, примет значение, большее k , большее 1,4. Наконец, в пределе при $n = \infty$ будем опять иметь процесс $v = \text{const}$, но уже с отводом от газа тепла.

В отдельных процессах тепло может к газу подводиться или отниматься, так, например:

1. Процессы $p = \text{const}$, $T = \text{const}$ — тепло подводится.
2. Процесс адиабатический $Q = 0$.
3. Процесс $v = \text{const}$ при $n = \infty$, — тепло от газа отнимается.

Таким образом адиабата разделяет всевозможные политропы на две группы: первая группа будет протекать с сообщением тепла газу, вторая — с отводом от газа тепла. Первая группа, к которой принадлежат изотерма, изобара и др., будет группа политропических процессов, располагающихся над адиабатой, тогда вторая группа будет лежать под адиабатой. Зная, как меняется показатель политроп в зависимости от ее расположения, находим:

1. Политропы, имеющие $n < k$, протекают с подводом к газу извне тепла.

2. Политропы, имеющие $n > k$, протекают с отводом от газа тепла.

Разберем изменение внутренней энергии газа в различных политропических процессах. В процессах могут происходить следующие изменения:

1. Внутренняя энергия газа увеличивается.
2. Внутренняя энергия газа остается без изменения.
3. Внутренняя энергия газа уменьшается.

Так, например, в процессе $p = \text{const}$ внутренняя энергия возрастает, в изотермическом остается без изменения и в адиабатическом — уменьшается. Тогда изотерма всевозможные политропы разобьет на две группы. Политропы, лежащие выше изотермы, как, например, изобара, будут соответствовать процессам, в которых внутренняя энергия рабочего тела возрастает, политропы же, лежащие ниже изотермы, как адиабата, соответствуют процессам, в которых внутренняя энергия газа убывает.

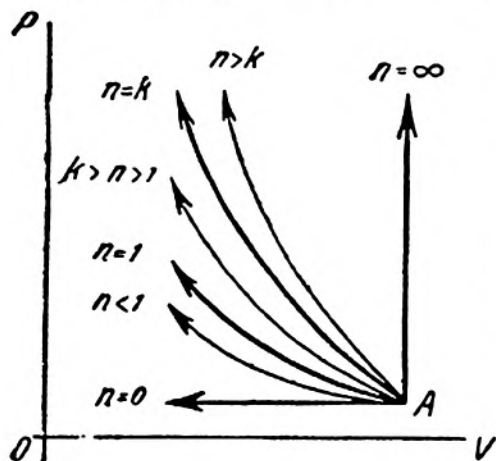
Итак:

1. $n < 1$ — внутренняя энергия газа возрастает.
2. $n = 1$ — внутренняя энергия газа остается без изменения.
3. $n > 1$ — внутренняя энергия газа убывает.

Подобными же рассуждениями можно для политропических процессов сжатия (фиг. 57) обнаружить:

1. Чем выше лежит политропа, тем больше значение показателя n .
2. Если $n > 1,4$, сжатие газа сопровождается нагреванием извне; при $n = 1,4$ внешнее тепло в процессе не участвует, и при $n < 1,4$ сжатие протекает с отнятием от газа тепла.
3. Если

- $n = 1$ — внутренняя энергия газа в процессе не изменяется.
- $n > 1$ — внутренняя энергия газа возрастает.
- $n < 1$ — внутренняя энергия газа убывает.



Фиг. 57.

Отмеченные свойства поли-
тропических процессов позволяют
всевозможные политропические
процессы отнести к трем типичным
группам.

1. Первая группа процессов
 $n < 1$.

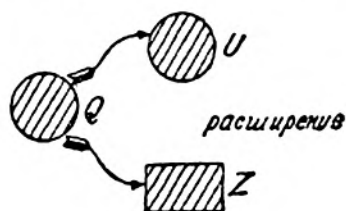
Политропические процессы,
принадлежащие к первой группе,
протекают (при расширении) с
увеличением внутренней энергии
газа и с притоком к газу извне
тепла.

Схемы протекания процессов
этой группы даны на фиг. 58 и 59.

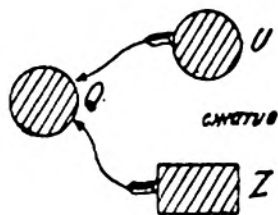
2. Вторая группа процессов
 $1 < n < 1,4$.

При протекании процессов
этой группы внутренняя энергия

газа убывает, теплота к газу подводится. Следовательно, работа создается
за счет внутренней и внешней теплоты.



Фиг. 58.

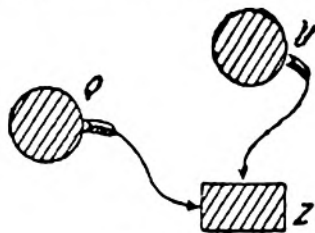


Фиг. 59.

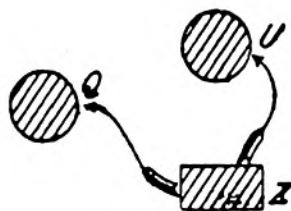
Схемы процессов (фиг. 60 и 61):

3. Третья группа процессов $n > 1,4$.

Политропические процессы этой группы протекают (при расширении)



Фиг. 60.



Фиг. 61.

с уменьшением внутренней энергии газа и с отнятием от газа тепла.

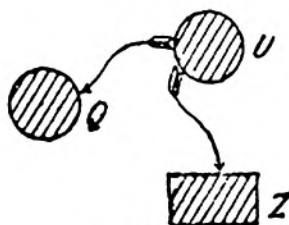
Схемы процессов (фиг. 62 и 63):

Пример 36. Требуется определить характер политропического процесса, показатель которого $n = 1,35$.

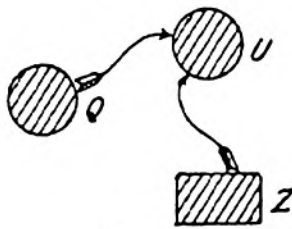
Так как $n < k$, то процесс протекает с подводом извне тепла, но так как $n > 1$, то внутренняя энергия газа убывает. Последнее указывает, что внешняя работа совершается за счет притока извне тепла и уменьшения внутренней энергии газа, т. е. внешний тепловой поток недостаточен для совершения работ.

Пример 37. Определить характер политропического процесса сжатия, показатель которого 1,35.

Процесс протекает с отнятием от газа тепла, но внутренняя энергия



Фиг. 62.



Фиг. 63.

газа возрастает. Последнее отмечает, что тепло, отводимое от газа, меньше тепла, эквивалентного внешней работе, тратящейся на сжатие; поэтому часть тепла переходит в повышение внутренней энергии газа.

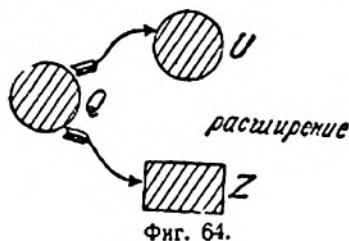
Пример 38. Исследовать политропические процессы и построить схемы трансформирования в процессах энергии, если показатели политропы равны:

1. $n = 0,8$.
2. $n = 1,3$.
3. $n = 1,5$.

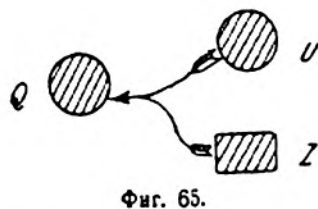
Рабочее тело — идеальный газ, для которого можно принять $k = 1,4$.

I. Политропический процесс с $n = 0,8$.

Величина показателя $n = 0,8$ позволяет заключить, что при расширении



Фиг. 64.



Фиг. 65.

газа внутренняя энергия возрастает, тепло подводится, а при сжатии внутренняя энергия убывает, тепло отводится. Схемы процессов даны на фиг. 64 и 65.

Определим коэффициент α :

$$\alpha = \frac{n-1}{n-k} = \frac{0,8-1}{0,8-1,4} = \frac{1}{3}.$$

Значение коэффициента α позволяет сделать следующие заключения:

1. В процессе расширения газа $\frac{1}{3}$ часть внешнего теплового потока расходуется на изменение внутренней энергии газа и $\frac{2}{3}$ — на внешнюю работу.

2. В процессе сжатия $\frac{1}{3}$ отводимого от газа тепла приходится на долю внутренней энергии газа и $\frac{2}{3}$ — на внешнюю работу.

II. Политропический процесс с $n = 1,3$.

1. В процессе расширения газа внутренняя энергия убывает, тепло подводится.

2. В процессе сжатия газа внутренняя энергия возрастает, тепло отводится.

Схемы процесса (фиг. 66 и 67):

Определение коэффициента α :

$$\alpha = \frac{n-1}{n-k} = \frac{1,3-1}{1,3-1,4} = -3; \quad \alpha = -3.$$

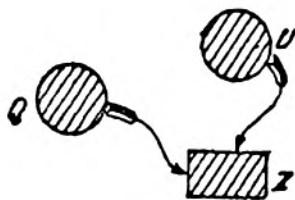
Чтобы объяснить значение $\alpha = -3$, вспомним, что подразумевается под коэффициентом α :

$$\Delta U = \alpha Q,$$

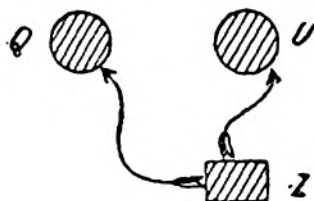
откуда:

$$\alpha = \frac{\Delta U}{Q} = -3.$$

Отрицательное значение α отмечает, что характер изменения внутрен-



Фиг. 66.



Фиг. 67.

ней энергии газа будет по знаку противоположен направлению теплового потока, иначе, — если тепло будет положительное, т. е. к газу подводится, то изменение внутренней энергии будет отрицательное, т. е. энергия убывает. Следовательно, при отрицательном коэффициенте α работа получается за счет внешнего источника тепла и внутреннего теплового запаса рабочего тела.

Смысл же числового значения $\alpha = -3$ объясняется уравнением тепла

$$Q = \Delta U + AL; \quad Q = -3Q + AL,$$

откуда:

$$4Q = AL, \quad \text{или} \quad Q = \frac{1}{4} AL.$$

Последнее надо понимать таким образом: в процессе расширения три четверти внешней работы получаются за счет внутренней энергии газа и одна четверть — за счет источника тепла, т. е. подвода тепла извне. В процессе сжатия одна четверть тепла, эквивалентного затраченной на сжатие работы, отводится во внешний холодильник, а три четверти расходятся на повышение внутренней энергии газа.

III. Политропический процесс с $n = 1,5$.

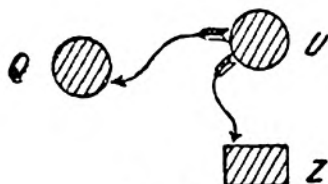
1. В процессе расширения газа внутренняя энергия убывает, тепло отводится.

2. В процессе сжатия газа внутренняя энергия возрастает, тепло сообщается газу.

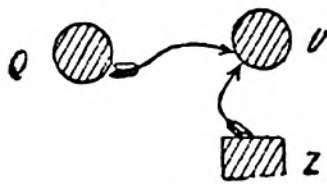
Схемы процесса (фиг. 68 и 69):

Определение коэффициента α :

$$\alpha = \frac{n-1}{n-k} = \frac{1,5-1}{1,5-1,4} = 5; \quad \alpha = 5,$$



Фиг. 68.



Фиг. 69.

тогда

$$\Delta U = \alpha Q = 5Q.$$

Уравнение тепла:

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

но

$$Q = \frac{\Delta U}{\alpha} = \frac{\Delta U}{5},$$

тогда

$$\frac{\Delta U}{5} = -\Delta U + AL,$$

откуда

$$AL = \frac{4}{5} \Delta U.$$

Последнее указывает: в процессе расширения газа $\frac{4}{5}$ изменения внутренней энергии рабочего тела расходуется на работу, а $\frac{1}{5}$ энергии в виде тепла отдается внешнему холодильнику; в процессе сжатия внутренняя энергия газа возрастает, причем $\frac{1}{5}$ изменения внутренней энергии газа производится за счет тепла, подводимого извне, а $\frac{4}{5}$ — за счет работы, тратящейся на сжатие.

Примечание. При исследовании политропических процессов коэффициент α был определен, как коэффициент, характеризующий расчленение внешнего теплового потока и отмечающий количество тепла, израсходованного на изменение внутренней энергии газа. Разобранные примеры указывают, что коэффициент α должен быть определен как отношение изменений внутренней энергии газа к величине внешнего теплового потока, участвующего в процессе. Тогда коэффициент α будет отмечать роль внутренней энергии газа в процессе, а также характер и величину изменения внутренней энергии по отношению внешнего тепла.

Формулы политропических процессов

В виду того, что уравнение политропы отличается от уравнения адиабаты величиною показателя, все формулы адиабатического процесса, выводимые из уравнения $p v^k = \text{const}$, можно будет распространить на политропический процесс, заменяя в них показатель k через n .

1. Формулы соотношения параметров

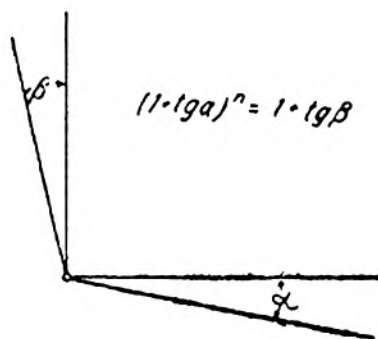
$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^n; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{n-1}; \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (42)$$

2. Внешняя работа

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \right]; & L &= \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] \\ L &= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right]; & L &= \frac{1}{n-1} [p_1 v_1 - p_2 v_2]. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Кроме того:

$$L = 427 (1 - \alpha) Q = 427 \left(1 - \frac{n-1}{n-k} \right) Q = 427 \frac{1-k}{n-k} Q. \quad (44)$$



Фиг. 70.

3. Уравнение тепла

$$Q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (45)$$

4. Построение политропы

Построение политропы производится, как и построение адиабаты, по способу Брауэра (фиг. 70).

Обычно угол α берется равным 30° , тогда угол β при различных величинах показателя политропы можно брать по таблице 12.

Таблица 12

n	1	1,05	1,1	1,15	1	1,22	1,26	1,3	1,32	1,35	1,38	1,41
β	30°	$31^\circ 20'$	33°	$34^\circ 30'$	36°	$36^\circ 40'$	$37^\circ 10'$	39°	$39^\circ 50'$	$40^\circ 20'$	$41^\circ 20'$	42°

Политропу, так же, как и адиабату, можно построить по способу Толле. Особенности построения по Брауэру и по Толле, отмеченные для адиабаты, сохраняются и для политропы.

5. Определение показателя политропы

Первый способ. Зная параметры двух точек политропы, положим $p_1 v_1$ и $p_2 v_2$, показатель политропы определяем из формулы:

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

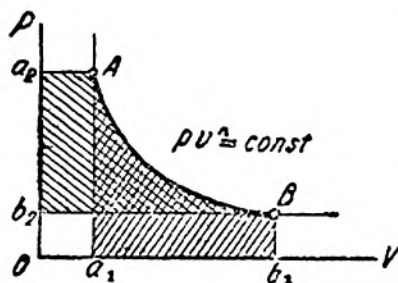
Логарифмируя, находим:

$$\lg p_1 + n \lg v_1 = \lg p_2 + n \lg v_2,$$

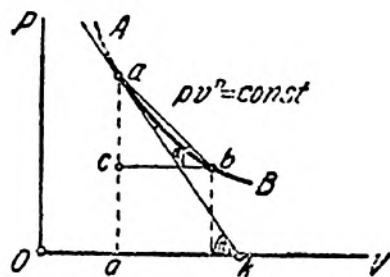
откуда:

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

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}}. \quad (46)$$



Фиг. 71.



Фиг. 72.

Второй способ. Площадь F_1 (фиг. 71), изображающая работу в политропическом процессе, равняется:

$$F_1 = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Определим площадь F_2 , равную площади $a_2 A B b_2$:

$$\begin{aligned} F_2 &= \text{пл. } a_1 A B b_1 + a_2 A a_1 O - \text{пл. } O b_2 B b_1 = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) + \\ &+ p_1 v_1 - p_2 v_2 = \left(\frac{1}{n-1} + 1 \right) (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2); \\ F_2 &= \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = n F_1. \end{aligned}$$

Тогда отношение $\frac{F_2}{F_1} = n$. Имея график политропы AB , планиметрируя, находим величины F_2 и F_1 , отношение которых определяет n .

Третий способ касательных (фиг. 72). Выделим элементарный участок ab и проведем секущую ab , тогда из треугольника acb имеем:

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\Delta p}{\Delta v}.$$

Будем приближать точку b к a и в пределе, когда b сольется с a , секущая обратится в касательную ka к политропе в точке a , причем угол α перейдет в угол α_1 касательной ak с осью v , а элементы Δp и Δv обратятся в dp и dv , тогда:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{dp}{dv}.$$

Отношение $\frac{dp}{dv}$ определим из дифференциального уравнения политропы:

$$pv^n = \text{const};$$

$$v^n dp + nv^{n-1} p dv = 0,$$

или

$$v dp + n p dv = 0,$$

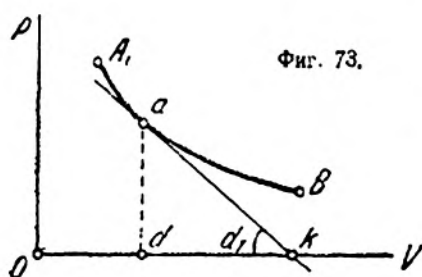
откуда:

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{np}{v}.$$

Подставим значения отношения $\frac{dp}{dv}$ в выражение $\operatorname{tg} \alpha_1$:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = -\frac{dp}{dv} = \frac{np}{v}.$$

Определим теперь подкасательную dk из треугольника dak (фиг. 73)



Фиг. 73.

$$dk = \frac{ad}{\operatorname{tg} \alpha_1}, \text{ но } ad = p,$$

тогда, обозначая величину подкасательной через S , найдем:

$$S = \frac{p}{\frac{np}{v}} = \frac{v}{n},$$

где v есть абсцисса точки a .

Из полученного соотношения имеем:

$$n = \frac{v}{S},$$

т. е., чтобы определить показатель политропы, берем произвольную на ней точку a , проводим касательную, и тогда отношение отрезка Od к dk даст значение n :

$$n = \frac{Od}{dk}.$$

Для изотермы $n=1$ и длина подкасательной будет равна объему od . Таким образом, имея график политропы, тем или другим способом можно определить показатель n .

В заключение исследования основных термодинамических процессов дана сводная таблица формул (табл. 13).

Таблица 13

Процессы	Значение n	Формулы соотнош. параметров	Величина работы	Уравнение тепла	Изменение внутр. энергии	
					расшир.	сжатие
$v = \text{const}$	$n = \pm \infty$	$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$L = 0$	$Q = c_p (T_2 - T_1)$	При нагревании возрастает	При остывании убывает
$n = \text{const}$	$n = 0$	$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$	$L = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1)$	$Q = c_p (T_2 - T_1)$	Возрастает	Убывает
$T = \text{const}$	$n = 1$	$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}$	$L = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1}$	$Q = AL =$ $= A 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1}$	Без изменения	Без изменения
$p v^k = \text{const}$	$n = k$	$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k$	$L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$	$Q = 0$	Убывает	Возрастает
		$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$	$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \right]$			
		$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}$	$L = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2)$			
$p v^k = \text{const}$	n	Формулы адиабатического процесса, заменяя k через n $L = (1 - \alpha) 427 Q$	$Q = c_p \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2)$ $\Delta U = \alpha Q$		Зависит от n

ПРИМЕР 38. В процессе AB (фиг. 74) газ получает 10 кал тепла. Определить изменение внутренней энергии газа и полученную работу, если объем газа в процессе увеличивается в 10 раз, а давление уменьшается в 8 раз.

Определим показатель политропы AB :

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_2}{v_1}} = \frac{\lg 8}{\lg 10} = 0,9.$$

При этом коэффициент a будет равен:

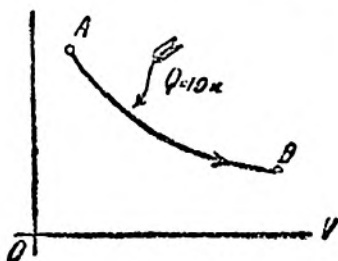
$$a = \frac{n-1}{n-k} = \frac{0,9-1}{0,9-1,4} = \frac{1}{5}.$$

Тогда:

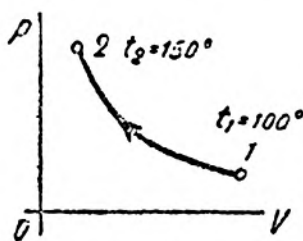
$$\Delta U = aQ = \frac{1}{5} \cdot 10 = 2 \text{ кал.}$$

$$L = 427 \cdot (1-a)Q = 427 \cdot \left(1 - \frac{1}{5}\right) \cdot 10 = 3416 \text{ кдж.}$$

ПРИМЕР 39. Определить получаемую работу, изменение внутренней энергии и внешнее тепло, участвующее в политропическом расширении



Фиг. 74.



Фиг. 75.

0,5 кг воздуха, если $t_1 = 150^\circ \text{C}$, а $t_2 = 50^\circ \text{C}$. Теплоемкость $c_v = 0,17$. Пролетать пример для двух случаев: если уравнение процесса будет $pv^{1,3} = \text{const}$ и $pv^{1,5} = \text{const}$.

Первый случай: $pv^{1,3} = \text{const}$.

$$a = \frac{n-1}{n-k} = \frac{1,3-1}{1,3-1,4} = -3; \Delta U = Gc_v(t_2 - t_1) =$$

$$= 0,5 \cdot 0,17 \cdot (50 - 150) = -8,5 \text{ кал.}$$

$$Q = \frac{\Delta U}{a} = \frac{8,5}{3} = 2,83 \text{ кал;}$$

$$L = 427 \cdot (1-a)Q = 427 \cdot [1 - (-3)] \cdot 2,83 = 4833,64 \text{ кдж.}$$

Второй случай $pv^{1,5} = \text{const}$.

$$a = \frac{1,5-1}{1,5-1,4} = 5; \Delta U = -8,5 \text{ кал; } Q = \frac{\Delta U}{a} = -\frac{8,5}{5} = -1,7 \text{ кал.}$$

$$L = 427 \cdot (1-5) \cdot (-1,7) = 2893,6 \text{ кдж.}$$

Пример 40. В политропическом процессе расширения газа, подчиняющегося уравнению $p v^{1,5} = \text{const}$, газ теряет 5 кал тепла. Определить L и ΔU .

$$\alpha = \frac{n-1}{n-k} = 5,$$

тогда:

$$\Delta U = dQ = (-5)5 = 25 \text{ кал};$$

$$L = 427 \cdot (1 - \alpha) Q = 427 \cdot (1 - 5) \cdot (-5) = 8540 \text{ кал}.$$

Пример 41. В политропическом процессе сжатия газа (фиг. 75), подчиняющемся уравнению $p v^{0,9} = \text{const}$, участвует 3 кг СО. Температура газа при сжатии изменяется с $t_1 = 150^\circ$ до $t_2 = 100^\circ$. Определить работу газа и изменение внутренней энергии, если $c_v = 0,17$.

1. Изменение внутренней энергии:

$$\Delta U = G c_v (t_2 - t_1) = 0,17 \cdot 3 \cdot (100 - 150) = -25,5 \text{ кал}.$$

2. Работа, тратящаяся на сжатие газа:

$$L = \frac{1}{n-1} GR(t_2 - t_1) = \frac{1}{0,9-1} \cdot 3 \cdot \frac{848}{28} \cdot (100 - 150) = -45425 \text{ кдж}.$$

Пример 42. В политропическом процессе расширения газа, который подчиняется уравнению $p v^{1,35} = \text{const}$, температура меняется с $t_1 = 100^\circ$ до $t_2 = 150^\circ$ Ц. Теплоемкость газа $c_v = 0,17$. Определить L .

Задачу решить нельзя, так как условия задачи неправильные: при $n = 1,35 > 1$ температура газа должна уменьшаться, но не увеличиваться.

Пример 43. При политропическом расширении 3 кг воздуха получается работа, равная 4270 кдж. Теплоемкость $c_v = 0,17$. Уравнение процесса $p v^{1,3} = \text{const}$. Определить ΔU , Q и конечную температуру воздуха t_2 , если $t_1 = 127^\circ$.

$$\alpha = \frac{n-1}{n-k} = \frac{1,3-1}{1,3-1,4} = -3; \quad Q = \frac{AL}{1-\alpha} = \frac{4270}{427 \cdot [1 - (-3)]} = 2,5 \text{ кал}.$$

$$\Delta U = \alpha Q = -3 \cdot 2,5 = 7,5 \text{ кал}.$$

$$\Delta U = G \cdot c_v (t_2 - t_1),$$

откуда:

$$t_2 = \frac{\Delta U}{G c_v} + t_1 = 112,3^\circ.$$

Пример 44. Газ сжимается по политропе с показателем $n = 1,33$. Начальное давление газа 1 ат, а температура $t_1 = 50^\circ$ Ц. Определить конечную температуру t_2 , давление p_2 и работу, затраченную на сжатие, если объем газа при сжатии уменьшается в четыре раза ($R = 29,27$).

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n = 1 \cdot 4^{1,33} = 4^{1,33} = 6,32 \text{ ат}.$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \text{ (из характ. уравнения), откуда:}$$

$$T_2 = 323 \cdot 4^{1,33} \cdot \frac{1}{4} = 323 \cdot 1,7 = 549^\circ; \quad t_2 = 276^\circ \text{ Ц};$$

$$L = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{1,33-1} \cdot T_1 - T_2) =$$

$$= \frac{29,27}{1,33-1} \cdot (323 - 549) = -20.046 \text{ кдж}.$$

22. Исследование термодинамических процессов в логарифмических координатах

Употребление логарифмических координат позволяет криволинейные графики превращать в прямолинейные. Отмеченное свойство логарифмических координат делает эти координаты ценными при исследовании термодинамических процессов, которые в системе координат $P—V$ в большинстве случаев изображаются кривыми линиями, требующими при вычерчивании сложных построений. В логарифмических же координатах все термодинамические процессы (при постоянной теплоемкости) изображаются прямыми линиями, наклон которых к оси абсцисс зависит от характера процесса, а следовательно, от величины показателя политропы.

Необходимо отметить значение логарифмических координат при исследовании кривых, получаемых экспериментальным путем (индикаторные диаграммы). Перенос исследуемой кривой в логарифмическую систему позволяет обнаружить характер процесса, изображаемого снятой индикаторной кривой, и возможность применения к рассматриваемому процессу формул политропического процесса.

Графики в логарифмических координатах называются логарифмической анаморфозой.

В логарифмической системе координат на осях откладываются не числа, а их логарифмы, но против делений выставляются самые числа, логарифмы которых отложены. Получаемая при таком построении шкала (фиг. 76) обладает следующими особенностями:

1. На шкале не имеется отрицательных чисел.
2. Нуля шкала тоже не имеет: он лежит в бесконечности.
3. Часть шкалы до единицы сильно развита; часть шкалы за единицей, наоборот, сжата.
4. До точки 1 располагаются числа, меньшие единицы.
5. Так как:

$$\begin{aligned}\lg 1 &= 0; \\ \lg 2 &= 0,30103; \\ \lg 5 &= 0,69897; \\ \lg 10 &= 1; \\ \lg 100 &= 2; \\ \lg 1000 &= 3;\end{aligned}$$

и т. д., то часть шкалы от 1 до 10 точками 2 и 5 делится на три приблизительно равные между собой части; части же шкалы между точками $1, 10, 100, 1000$ и т. д. равны между собой. Последнее позволяет заключить, что деления шкалы становятся тем чаще, чем большим числам они соответствуют.

Отметив основные свойства логарифмической шкалы, перейдем к исследованию общего термодинамического процесса в системе $\lg P—\lg V$.

Уравнение политропического процесса при постоянной теплоемкости имеет вид:

$$pV^n = \text{const.}$$

Отмеченное уравнение при n , изменяющемся от $-\infty$ до $+\infty$, представляет семейство кривых, и только в частных случаях, как, например, при $n = \infty$ и $n = 0$, это уравнение будет представлять прямую линию.

В логарифмических координатах графики политропического процесса при всех значениях показателя n будут прямыми линиями. Действительно, логарифмируя уравнение политропы, имеем:

$$\lg p + n \lg v = c (\text{const}).$$

Последнее уравнение в системе координат $\lg P - \lg V$ есть при всех значениях n уравнение прямой линии (фиг. 77). При этом:

$$a = \lg p \text{ при } v=1 = c \quad (1)$$

$$b = \lg v \text{ при } p=1 = \frac{c}{n} \quad (2)$$

$$\text{tg } \alpha = \frac{a - \lg p}{\lg v},$$

а при $\lg p = 0$

$$\text{tg } \alpha' = \frac{a}{b}.$$

Кроме того, из уравнения политропы имеем:

$$n = \frac{c - \lg p}{\lg v}.$$

При наличии равенств (1) и (2) последнее выражение примет вид:

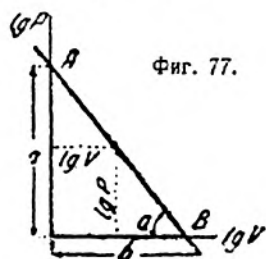
$$n = \frac{a - \lg p}{\lg v};$$

$$n = \frac{a}{b}.$$

Сравнение равенств, определяющих значения $\text{tg } \alpha$ и показателя n , позволяет заключить, что

$$\text{tg } \alpha = n,$$

т. е. наклон прямой (политропы) в логарифмической системе координат к оси абсцисс зависит от показателя политропы n .



1. Процесс изоплерический

Изоплерический процесс есть частный случай политропического процесса при значении показателя $n = \pm \infty$.

Следовательно:

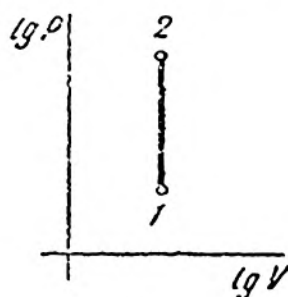
$$\text{tg } \alpha = n = \pm \infty,$$

т. е. изобарический процесс в логарифмических координатах изображается вертикальной прямой (фиг. 78).

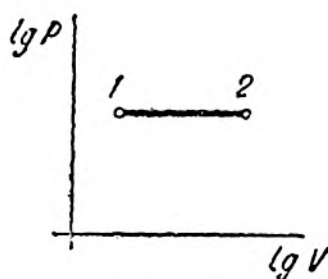
2. Процесс изобарический

В изобарическом процессе $n = 0$.

В логарифмической системе координат изобарический процесс изображается горизонтально, так как при $p = \text{const}$ и $\lg p = \text{const}$, а, кроме того, $\text{tg } \alpha = n = 0$, т. е. $\angle \alpha = 0$. График изобарического процесса в системе $\lg p - \lg v$ дан на фиг. 79.



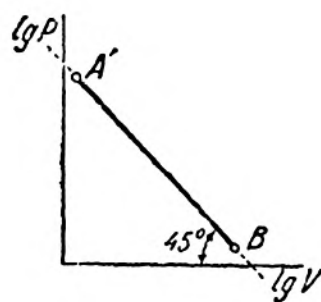
Фиг. 78.



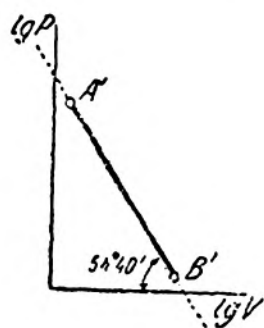
Фиг. 79.

3. Процесс изотермический

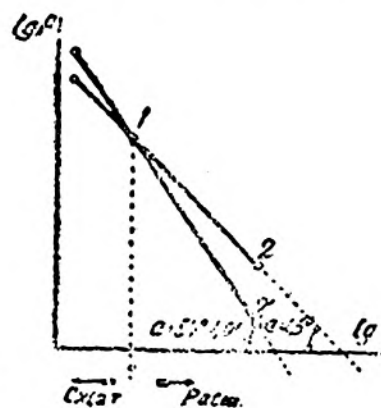
Для изотермического процесса $n = 1$, поэтому $\text{tg } \alpha = n = 1$, а $\lg \alpha = 45^\circ$, т. е. график изотермического процесса в системе $\lg p - \lg v$ будет прямая, имеющая с осью $\lg v$ угол в 45° (фиг. 80).



Фиг. 80.



Фиг. 81.



Фиг. 82.

4. Процесс адиабатический

Для адиабатического процесса $n = 1,41$, тогда $\text{tg } \alpha = n = 1,41$ и угол $\alpha = 54^\circ 39' 13'' \approx 54^\circ 40'$.

Адиабата в системе $\lg p - \lg v$ дана на фиг. 81. Таким образом в логарифмической системе координат изоплера и изобара сохраняют свой вид, изотерма же и адиабата становятся прямыми линиями, расположенными к оси абсцисс под углами в 45° и $54^\circ 40'$ (фиг. 82).

Б. Процесс политропический

Как выше отмечалось, все политропы в логарифмических координатах будут прямые линии, угол наклона которых к оси $\lg V$ зависит от величины показателя n : чем меньше значение показателя n , тем под более острым углом располагается политропа к оси абсцисс. На фиг. 83 дано относительное расположение типичных политропических процессов.

Положение политропы в логарифмической системе координат позволяет отметить характер процесса. Действительно: типичность процесса зависит от величины показателя n , и от этой же величины, как выше отмечалось, зависит угол α .

Как известно, при $n < 1$ политропические процессы протекают с подводом извне к газу тепла и с повышением внутренней энергии газа.

При $1 < n < 1,4$ процессы протекают с подводом к газу тепла, но с уменьшением внутренней энергии.

При $n > 1,4$ процессы протекают с отводом тепла и с уменьшением внутренней энергии газа.

Поэтому, если политропы в логарифмических координатах располагаются к оси абсцисс под углами:

- $\alpha < 45^\circ$, то будем иметь первую группу процессов,
- $45^\circ < \alpha < 54^\circ 40'$ — вторая группа процессов,
- $\alpha > 54^\circ 40'$ — третья группа процессов.

Отмеченные выше свойства графиков различных термодинамических процессов в логарифмических координатах позволяют использовать эти координаты при исследовании процессов, протекающих в цилиндрах тепловых машин. Так, например, чтобы выяснить, возможно ли линию сжатия индикаторной диаграммы двигателя внутреннего сгорания принять за политропу, необходимо перенести ее в логарифмические координаты, и если полученный график будет прямая линия, то процесс может быть принят за политропический, подчиняющийся уравнению $pV^n = \text{const}$. Величина показателя n исследуемого процесса найдется из равенства:

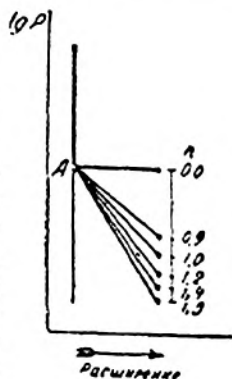
$$n = \operatorname{tg} \alpha.$$

Таким образом график исследуемого процесса в логарифмических координатах позволяет выяснить:

- возможность замены исследуемого процесса процессом политропическим, последнее же допускает применение простых формул при изучении процесса;
- величину показателя политропы;
- характер процесса.

Перенос кривой из системы $P - V$ в систему $\lg P - \lg V$ производится по точкам.

При исследовании термодинамических процессов употребляется, кроме системы координат $\lg P - \lg V$, система $\lg T - \lg V$. В последней системе графики всех термодинамических процессов (при постоянной теплоемкости), так же как и в системе $\lg P - \lg V$, будут прямые линии, угол наклона которых к оси абсцисс зависит от величины показателя n .



Фиг. 83.

Действительно, для политропического процесса справедливо уравнение $Tv^{n-1} = \text{const}$, которое после логарифмирования имеет вид:

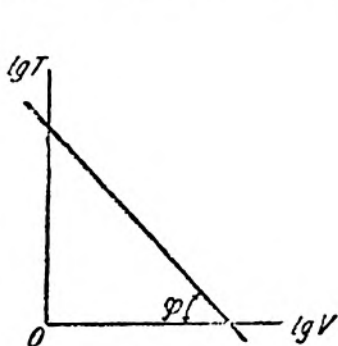
$$\lg T + (n-1) \lg v = C.$$

График последнего уравнения в системе координат $\lg T - \lg V$ при всех значениях n есть прямая линия (фиг. 84).

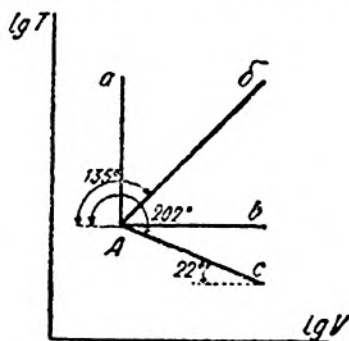
Расположение прямой зависит от показателя n , причем:

$$\text{tg } \varphi = n - 1.$$

На фиг. 85 дано расположение основных термодинамических процессов



Фиг. 84



Фиг. 85

в системе $\lg T - \lg V$, а на фиг. 86 даны графики политропических процессов.

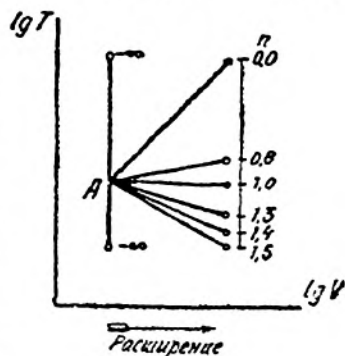
На фиг. 85:

- a — процесс изоплерический. Угол $\varphi = 90^\circ$, так как $\text{tg } \varphi = n - 1 = \infty$
- $б$ — процесс изобарический. Угол $\varphi = 135^\circ$, так как $\text{tg } \varphi = n - 1 = -1$
- $в$ — процесс изотермический. Угол $\varphi = 180^\circ$, так как $\text{tg } \varphi = n - 1 = 0$
- $с$ — процесс адиабатический. Угол $\varphi = 201^\circ 48' \approx 202^\circ$, так как $\text{tg } \varphi = n - 1 = 0,4$.

23. Основные термодинамические процессы при переменной теплоемкости

Формулы, касающиеся того или иного термодинамического процесса, можно разбить на две группы: формулы, связывающие параметры газа, меняющиеся в процессе, и формулы, касающиеся тепловых явлений, сопровождающих процесс. К первым формулам относятся формулы соотношения параметров газа, ко вторым — уравнения тепла, внутренней энергии и т. д. При приближенном исследовании термодинамических процессов теплоемкость газа и коэффициент $k = \frac{c_p}{c_v}$ принимаются за величины постоянные, что приводит к очень простым формулам, но формулам приближенным. В процессах $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$ указанное приближение отражается только

на формулах тепла и внутренней энергии, на формулы же соотношения параметров, вытекающие в этих процессах из уравнения состояния газа, принятое допущение не влияет; последнее также не влияет и на формулы изотермического процесса. В процессах же адиабатическом и политропическом принятое приближение отражается на всех формулах, в том числе на формулах соотношения и уравнениях процесса. Величина ошибки, получаемой при применении приближенных формул, зависит от величины изменения температуры газа в процессе, так как в действительности теплоемкость газа и коэффициент k есть величины переменные, являющиеся функцией температуры. В отдельных термодинамических процессах интенсивность изменения температуры газа различная, поэтому степень точности приближенных формул при применении их к тому или иному процессу будет тоже различная при условии одинакового изменения в них объема газа. Ошибка, получаемая при применении приближенных формул, становится особенно значительной в процессах с широким пределом изменения температуры, например, в процессах, протекающих в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания. В последнем случае при выводе соответствующих формул необходимо принять во внимание зависимость теплоемкости газа от температуры. Точность получаемых при этом формул будет зависеть от точности оценки функциональной зависимости теплоемкости от температуры. При выводе формул настоящего отдела приняты для теплоемкости формулы Лангена, а именно — для двухатомных газов:



Фиг. 86.

$$c_v = \frac{1}{m} (4,625 + 0,00106 T) = \frac{1}{m} (a + bT);$$

$$c_p = \frac{1}{m} (6,615 + 0,00106 T) = \frac{1}{m} (a_1 + bT).$$

Функциональная зависимость коэффициента k от температуры определяется формулой:

$$k = 1 + \frac{1,99}{mc_v} = 1 + \frac{1,99}{4,625 + 0,00106T}.$$

Последнее уравнение есть уравнение гиперболы, отрезок которой в области встречающихся при исследовании действительных процессов температур приближается к прямой. Поэтому для указанных условий зависимость коэффициента k от температуры может быть представлена приближенно уравнением прямой:

$$k = k_0 - \alpha T.$$

Для двухатомных газов (по Шюле)

$$k_0 = 1,41 \text{ и } \alpha = 0,572 \cdot 10^{-4}.$$

1. Процесс изоплерический.

Количество тепла, участвующее в процессе, и изменение внутренней энергии газа определяются из равенства: для 1 кг:

$$dQ = c_p dT = \frac{1}{m} (a + bT) dT,$$

откуда:

$$Q = \frac{1}{m} \left[a(T_2 - T_1) + \frac{1}{2} b(T_2^2 - T_1^2) \right] = \frac{1}{m} \left[a + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1);$$

для 1 моля:

$$Q = \left[a + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1).$$

Изменение внутренней энергии.

Для 1 кг:

$$\Delta u = Q = \frac{1}{m} \left[a + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1).$$

Для 1 моля:

$$\Delta u = \left[a + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1).$$

2. Процесс изобарический.

Уравнение тепла: для 1 кг газа:

$$dQ = c_p dT = \frac{1}{m} (a_1 + bT) dT,$$

откуда:

$$Q = \frac{1}{m} \left[a_1 + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1);$$

для 1 моля:

$$Q = \left[a_1 + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1).$$

Изменение внутренней энергии:

$$dU = c_v dT,$$

для 1 кг:

$$\Delta U = \frac{1}{m} \left[a + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1);$$

для 1 моля:

$$\Delta U = \left[a + \frac{1}{2} b(T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1).$$

В формулах:

$$a = 4,625; a_1 = 6,615; b = 0,00106.$$

3. Процесс адиабатический. $dQ = 0$.

Вывод уравнения адиабаты.

Первый способ:

$$dQ = c_p dT + p dv, \text{ но } dQ = 0; c_p = c_v + bT;$$

$$p = \frac{RT}{v} \text{ и } dT = \frac{d(pv)}{R}.$$

После подстановки имеем:

$$(c_{v_0} + bT) \frac{d(pv)}{R} + ART \frac{dv}{v} = 0,$$

$$\frac{c_{v_0}}{R} d(pv) + \frac{b}{R} Td(pv) + ART \frac{dv}{v} = 0,$$

или

$$\frac{c_{v_0}}{RT} d(pv) + \frac{b}{R} d(pv) + (c_{p_0} - c_{v_0}) \frac{dv}{v} = 0.$$

Последнее можно представить так:

$$c_{v_0} \frac{d(pv)}{pv} + \frac{b}{R} d(pv) + (c_{p_0} - c_{v_0}) \frac{dv}{v} = 0.$$

Интегрируя, имеем:

$$c_{v_0} \ln(pv) + \frac{b}{R} pv + (c_{p_0} - c_{v_0}) \ln v = \text{const};$$

$$c_{v_0} \ln p + c_{v_0} \ln v + \frac{b}{R} pv + c_{p_0} \cdot \ln v - c_{v_0} \ln v = \text{const};$$

$$c_{v_0} \ln p + \frac{b}{R} pv + c_{p_0} \ln v = \text{const}.$$

Потенцируя, находим:

$$p^{c_{v_0}} v^{c_{p_0}} e^{\frac{b}{R} pv} = \text{const}.$$

Извлекая из обеих частей равенства корень степени c_{v_0} , получим иско-
мое уравнение адиабаты:

$$p \cdot v^{k_0} e^{\frac{b}{R} \frac{pv}{c_{v_0}}} = \text{const},$$

или:

$$p \cdot v^{k_0} e^{\frac{bT}{c_{v_0}}} = \text{const}. \quad (\pm T)$$

В выведенном уравнении

$$c_{v_0} = a = 4,625; c_{p_0} = a_1 = 6,615; k_0 = \frac{c_{p_0}}{c_{v_0}} \text{ и } b = 0,00106.$$

Подобным же образом выводятся уравнения адиабаты, связывающие
параметры T , v и pT , но проще указанные уравнения получаются из выве-
денного уравнения адиабаты, вводя в него значения p или v из характе-
ристического уравнения. Искомые уравнения будут иметь вид:

$$T \cdot v^{k_0 - 1} \cdot e^{\frac{b}{c_{v_0}} T} = \text{const}$$

и

$$T \cdot p^{\frac{1-k_0}{k_0}} \cdot e^{\frac{bT}{c_{p_0}}} = \text{const}.$$

Полученные три уравнения адиабаты при постоянной теплоемкости
газа, при которой $b = 0$, обращаются в обычное уравнение адиабаты, вида:

$$pv^k = \text{const}; p^{\frac{1-k}{k}} T = \text{const} \text{ и } v^{k-1} T = \text{const}.$$

Первый способ вывода адиабаты приводит к уравнениям трансцендентным, решение которых возможно только подстановкой.

Второй способ вывода уравнения адиабаты:

$$dQ = c_p dT + A p dv, \text{ но } dQ = 0 \text{ и } p = \frac{RT}{v},$$

поэтому:

$$c_p dT + ART \frac{dv}{v} = 0,$$

или

$$\frac{c_p}{AR} \frac{dT}{T} + \frac{dv}{v} = 0, \text{ но } \frac{c_p}{AR} = \frac{1}{k-1},$$

где

$$k = k_0 - aT,$$

тогда:

$$\frac{dT}{(k_0 - 1 - aT)T} + \frac{dv}{v} = 0.$$

Первое слагаемое необходимо подготовить к виду, удобному для интегрирования, для чего полагаем, что

$$\frac{1}{(k_0 - 1 - aT)T} = \frac{B}{(k_0 - 1 - aT)} + \frac{C}{T},$$

откуда:

$$BT + C(k_0 - 1 - aT) = 1.$$

Последнее равенство является тождеством, справедливым при всех значениях T .

Для нахождения B и C приписываем T значения, обращающие в нуль отдельные слагаемые левой части тождества.

Первое слагаемое обращается в нуль при $T=0$; при этом тождество примет вид:

$$C(k_0 - 1) = 1,$$

откуда:

$$C = \frac{1}{k_0 - 1}.$$

Второе слагаемое обращается в нуль при $k_0 - 1 - aT = 0$; при этом

$$T = \frac{k_0 - 1}{a}.$$

Подставляя значение T в тождество, находим значение B :

$$B = \frac{a}{k_0 - 1}.$$

Таким образом выражение $\frac{1}{(k_0 - 1 - aT)T}$ можно разбить на два слагаемых:

$$\frac{1}{(k_0 - 1 - aT)T} = \frac{a}{(k_0 - 1)(k_0 - 1 - aT)} + \frac{1}{(k_0 - 1)T}.$$

Подставляя последнее выражение в исходное уравнение, имеем

$$\frac{a dT}{(k_0 - 1)(k_0 - 1 - aT)} + \frac{dT}{(k_0 - 1)T} + \frac{dv}{v} = 0,$$

или:

$$\frac{a dT}{k_0 - 1 - aT} + \frac{dT}{T} + (k_0 - 1) \frac{dv}{v} = 0;$$

$$-\frac{d(k_0 - 1 - aT)}{k_0 - 1 - aT} + \frac{dT}{T} + (k_0 - 1) \frac{dv}{v} = 0.$$

Интегрируя, имеем:

$$\ln T - \ln(k_0 - 1 - aT) + (k_0 - 1) \ln v = \text{const},$$

или:

$$\frac{T v^{k_0 - 1}}{k_0 - 1 - aT} = \text{const}.$$

Последнее уравнение есть искомое уравнение адиабаты при переменной теплоемкости.

Формулы соотношения параметров

Выведенное уравнение адиабаты позволяет написать формулу соотношения, связывающую параметры газа T и v :

$$\frac{T_1 v_1^{k_0 - 1}}{k_0 - 1 - aT_1} = \frac{T_2 v_2^{k_0 - 1}}{k_0 - 1 - aT_2},$$

где T_1 и v_1 — параметры начального состояния, а T_2 и v_2 — конечного.

Последнее равенство можно преобразовать так:

$$T_2 = \frac{k_0 - 1 - aT_2}{k_0 - 1 - aT_1} T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k_0 - 1}$$

$$T_2 = \left(\frac{k_0 - 1}{k_0 - 1 - aT_1} - \frac{aT_2}{k_0 - 1 - aT_1}\right) T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k_0 - 1}$$

$$T_2 \left[1 + \frac{aT_1}{k_0 - 1 - aT_1} \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k_0 - 1}\right] = T_1 \frac{k_0 - 1}{k_0 - 1 - aT_1} \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k_0 - 1}$$

$$T_2 \left[\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k_0 - 1} + \frac{aT_1}{k_0 - 1 - aT_1}\right] = T_1 \frac{k_0 - 1}{k_0 - 1 - aT_1}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k_0 - 1} \frac{k_0 - 1 - aT_1}{k_0 - 1} + \frac{aT_1}{k_0 - 1}$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k_0 - 1} \left(1 - \frac{aT_1}{k_0 - 1}\right) + \frac{aT_1}{k_0 - 1}. \quad (48)$$

Выведенная формула позволяет определить температуру газа T_2 по начальной температуре T_1 и отношению объемов газа.

Вторая формула — соотношение параметров.

Из характеристического уравнения имеем:

$$p_1 v_1 = RT_1$$

$$p_2 v_2 = RT_2$$

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

и

Определив из последнего равенства значение отношения объемов $\frac{v_2}{v_1}$ и подставив его в равенство:

$$\frac{T_1 k_0 - 1 - \alpha T_2}{T_2 k_0 - 1 - \alpha T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k_0 - 1},$$

получим:

$$\frac{T_1 k_0 - 1 - \alpha T_2}{T_2 k_0 - 1 - \alpha T_1} = \left(\frac{T_2 p_1}{T_1 p_2}\right)^{k_0 - 1},$$

откуда:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left[\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{k_0} \frac{k_0 - 1 - \alpha T_1}{k_0 - 1 - \alpha T_2} \right]^{\frac{1}{k_0 - 1}}.$$

Работа газа в адиабатическом процессе

Первая формула работы.

В адиабатическом процессе:

$$L = -427 (U_2 - U_1),$$

но

$$U_2 - U_1 = \frac{1}{m} \left[a + \frac{b}{2} (T_2 + T_1) \right] (T_2 - T_1);$$

тогда:

$$L_2 = \frac{427}{m} \left[a + \frac{b}{2} (T_2 + T_1) \right] (T_1 - T_2) \text{ для 1 кг;}$$

$$L = 427 \left[a + \frac{b}{2} (T_2 + T_1) \right] (T_1 - T_2) \text{ для 1 моля}$$

Вторая формула работы:

$$\begin{aligned} U_2 - U_1 &= \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{AR}{k-1} dT = AR \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{k_0 - 1 - \alpha T} = \\ &= -\frac{AR}{\alpha} \int_{T_1}^{T_2} \frac{d(k_0 - 1 - \alpha T)}{k_0 - 1 - \alpha T} = -2,303 \frac{AR}{\alpha} \lg \frac{k_0 - 1 - \alpha T_2}{k_0 - 1 - \alpha T_1}; \end{aligned}$$

тогда:

$$L = -427 (U_2 - U_1) = 427 \cdot 2,303 \frac{AR}{\alpha} \lg \frac{k_0 - 1 - \alpha T_2}{k_0 - 1 - \alpha T_1} = \frac{1952,94}{m \cdot \alpha} \lg \frac{k_0 - 1 - \alpha T_2}{k_0 - 1 - \alpha T_1},$$

где

$$a = 4,625, \quad b = 0,00106, \quad k_0 = 1,41$$

и $a = \frac{0,572}{10\,000}$ — для двухатомных газов.

Выведенные формулы адиабатического процесса для двухатомных газов принимают вид:

Формулы соотношения:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{0,41} (1 - 0,00014T_1) + 0,00014T_1,$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left[\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1,41} \frac{1 - 0,00014T_1}{1 - 0,00014T_2} \right]^{\frac{1}{0,41}}.$$

Формулы работы (для 1 кг):

$$L = \frac{427}{m} \cdot [4,625 + 0,00053 \cdot (T_1 + T_2)] (T_1 - T_2).$$

$$L = \frac{3411}{m} \cdot 10^4 \cdot \lg \frac{1 - 0,00014T_2}{1 - 0,00014T_1}.$$

Иногда уравнение адиабаты при переменной теплоемкости, так же, как и при постоянной теплоемкости, дается в форме: $p v^k = \text{const}$, но только коэффициент k в этом уравнении принимается за величину переменную, равную $k = k_0 - aT$. Последний способ определения уравнения адиабаты, есть способ неправильный; вернее, этот способ является приближенным, так как выведенные выше формулы адиабатического процесса при переменной теплоемкости имеют более сложный вид.

При предварительных подсчетах действительную адиабату при переменной теплоемкости можно заменить адиабатой с некоторым постоянным показателем k , проходящей через крайние точки действительной адиабаты.

Коэффициент k определяется следующим образом. Обозначим параметры конечных точек, через которые проходят две адиабаты (вернее, адиабата и политропа), через v_1, T_1 и v_2, T_2 .

Уравнения обеих кривых будут иметь вид:

$$\begin{aligned} T_1 v_1 e^{\frac{b}{a} T_1} &= T_2 v_2 e^{\frac{b}{a} T_2} \\ T_1 v_1 e^{k-1} &= T_2 v_2 e^{k-1}. \end{aligned}$$

Логарифмируя уравнения, имеем:

$$\begin{aligned} \ln T_1 + (k_0 - 1) \lg v_1 + \frac{b}{a} T_1 &= \ln T_2 + (k_0 - 1) \ln v_2 + \frac{b}{a} T_2. \\ \ln T_1 + (k - 1) \ln v_1 &= \ln T_2 + (k - 1) \ln v_2. \end{aligned}$$

Вычитая почленно, получим:

$$\begin{aligned} (k_0 - k) \ln v_1 + \frac{b}{a} T_1 &= (k_0 - k) \ln v_2 + \frac{b}{a} T_2. \\ (k_0 - k) \ln \frac{v_1}{v_2} &= \frac{b}{a} (T_2 - T_1). \end{aligned}$$

В последнее равенство подставляем значение

$$\ln \frac{v_1}{v_2} = \frac{1}{k-1} \ln \frac{T_2}{T_1},$$

определяемое из второго начального уравнения.

После подстановки имеем:

$$\frac{k_0 - k}{k - 1} \ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{b}{a} (T_2 - T_1),$$

откуда:

$$k = \frac{k_0 \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{b}{a} (T_2 - T_1)}{\ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{b}{a} (T_2 - T_1)}. \quad (49)$$

Подставляя в формулу значения коэффициентов и переходя к десятичным логарифмам, получим для двухатомных газов:

$$k = \frac{3,25 \cdot \lg \frac{T_2}{T_1} + 0,00021 (T_2 - T_1)}{2,303 \cdot \lg \frac{T_2}{T_1} + 0,00021 (T_2 - T_1)}$$

Значение коэффициента k может быть определено также по формуле:

$$k = \frac{k_1 + k_2}{2},$$

где k_1 и k_2 определяются по формулам:

$$k_1 = k_0 - \alpha T_1 \quad \text{и} \quad k_2 = k_0 - \alpha T_2.$$

Тогда:

$$k = k_0 - \alpha \frac{T_1 + T_2}{2}. \quad (50)$$

Первому способу определения коэффициента k необходимо отдать преимущество перед вторым способом, но второй способ, обладая простотой, дает значения для k , почти совпадающие со значениями, определяемыми первым способом. Так, например, для адиабатического процесса при изменении температуры газа с 350° до 918° и с 350° до 2000° значение коэффициента k будет равно:

$$k = \frac{3,25 \cdot \lg \frac{918}{350} + 0,00021 \cdot (918 - 350)}{2,303 \cdot \lg \frac{918}{350} + 0,00021 \cdot (918 - 360)} = 1,37.$$

Для температур $T_1 = 350^\circ$ и $T_2 = 2000^\circ$

$$k = \frac{3,25 \cdot \lg \frac{2000}{350} + 0,00021 \cdot (2000 - 350)}{2,303 \cdot \ln \frac{2000}{350} + 0,00021 \cdot (2000 - 350)} = 1,34.$$

При определении коэффициента k вторым способом имеем:

Для температур $T_1 = 350^\circ$ и $T_2 = 918^\circ$:

$$\frac{T_1 + T_2}{2} = 1,411 - 0,572 \cdot 10^{-4} \frac{350 + 918}{2} = 1,37.$$

Для температур $T_1 = 350^\circ$ и $T_2 = 2000^\circ$:

$$k = 1,411 - 0,572 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{350 + 2000}{2} = 1,34.$$

Пример 45. Объем воздуха при сжатии в цилиндре двигателя внутреннего сгорания уменьшается в 13 раз. Начальная температура воздуха

перед сжатием равняется $t_1 = 77^\circ \text{C}$, начальное давление $p_1 = 0,9 \text{ ат}$.
 Определить давление и температуру воздуха после сжатия и работу, расходуемую на сжатие воздуха. Сжатие воздуха адиабатическое.

1. Определение p , t и L по формулам адиабатического процесса при условии переменной теплоемкости:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{0,41} (1 - 0,00014T_1) + 0,00014T_1;$$

$$\frac{350}{T_2} = \left(\frac{1}{13}\right)^{0,41} (1 - 0,00014 \cdot 350) + 0,00014 \cdot 350;$$

откуда:

$$T_2 = 918^\circ \text{ и } t_2 = 645^\circ \text{C}.$$

Конечное давление воздуха p_2 можно определить по формуле:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left[\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{0,41} \frac{1 - 0,00014T_1}{1 - 0,00014T_2} \right]^{\frac{1}{0,41}}.$$

Но проще давление p_2 находится из равенства:

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

откуда:

$$p_2 = p_1 \frac{T_2 v_1}{T_1 v_2} = 0,9 \cdot \frac{918}{350} \cdot 13 = 30,7 \text{ ат}.$$

Работа L , расходуемая на сжатие, определяется из выражения

$$L = \frac{427}{m} \left[a + \frac{b}{2} (T_2 + T_1) \right] (T_1 - T_2) =$$

$$= \frac{427}{28,84} \cdot [4,625 + 0,00053 \cdot (918 + 350)] \cdot (350 - 918) = -44\,400 \text{ кдж}.$$

2. Определение тех же величин по формулам адиабатического процесса при условии постоянной теплоемкости газа. Уравнение адиабаты при этом имеет вид:

$$p v^{1,41} = \text{const}.$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = 350 \cdot 13^{0,41} = 1004^\circ; \quad t_2 = 731^\circ \text{C};$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{1,41} = 0,9 \cdot 13^{1,41} = 33,6 \text{ ат};$$

$$L = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{848}{28,84 \cdot 0,41} \cdot (350 - 1004) = -46\,700 \text{ кдж}.$$

3. Определение t_2 , p_2 и L при условии замены действительной адиабаты сжатия воздуха (при $c \neq \text{const}$), адиабатой $p v^k = \text{const}$, проходящей через крайние точки действительной адиабаты и имеющей некоторое постоянное значение коэффициента k , определяемое по формуле:

$$k = \frac{3,25 \lg \frac{T_2}{T_1} + 0,00021 (T_2 - T_1)}{2,303 \lg \frac{T_2}{T_1} + 0,00021 (T_2 - T_1)} = \frac{3,25 \lg \frac{918}{350} + 0,00021 \cdot (918 - 350)}{2,303 \lg \frac{918}{350} + 0,00021 \cdot (918 - 350)} = 1,37.$$

Тогда

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = 350 \cdot 13^{0,37} = 904^\circ; \quad t_2 = 631^\circ \text{Ц};$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = 0,9 \cdot 13^{1,37} = 30,2 \text{ ат};$$

$$L = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{848}{28,84 \cdot 0,37} (350 - 904) = -43\,419 \text{ кдж}.$$

Таблица 14

Условия подсчета	p_2	T_2	L
При $c \neq \text{const}$	30,7 ат	918°	-44 400 кдж
» $p v^{1,4} = \text{const}$	33,6 »	1 004°	-46 700 »
» $p v^{1,37} = \text{const}$	30,2 »	904°	-43 410 »

Полученные результаты подсчетов позволяют сделать заключение, что при предварительных вычислениях вполне возможно сложный адиабатический процесс, протекающий при переменной теплоемкости газа, заменить некоторым адиабатическим же процессом, но с постоянной теплоемкостью газа, при которой уравнение адиабаты имеет вид

$$p v^k = \text{const}.$$

В последнем случае коэффициент k имеет постоянное значение, определяемое одним из вышеописанных способов. При такой замене упрощаются вычисления и получается незначительное искажение искоемых величин. Так, для разобранных примера значения параметров t_2 и p_2 , определяемые точным способом и приближенным, получаются почти совпадающие.

4. Политропический процесс. Политропический процесс при постоянной теплоемкости газа является, как известно, процессом универсальным, охватывающим всевозможные термодинамические процессы. При этом в каждом отдельном политропическом процессе изменение внутренней энергии газа и работа находятся в определенной зависимости от внешней теплоты, участвующей в процессе. Зависимость внутренней энергии и работы от теплоты выражается уравнениями:

$$\Delta U = \alpha Q;$$

$$AL = (1 - \alpha) Q.$$

Коэффициент α , входящий в приведенные уравнения, являясь для каждого процесса величиной постоянной, в зависимости от характеристики процесса, принимает различные значения, как положительные, так и отрицательные. Действительно:

в процессе $v = \text{const}$	$\alpha = 1,$
» $T = \text{const}$	$\alpha = 0,$
» $p = \text{const}$	$\alpha = \frac{5}{7},$
» $p v^{0,8} = \text{const}$	$\alpha = \frac{1}{3},$
» $p v^{1,8} = \text{const}$	$\alpha = -3,$
» $p v^{1,5} = \text{const}$	$\alpha = 5.$

Коэффициент α , будучи для каждого процесса (при постоянной теплоемкости) величиной постоянной, сохраняет свое значение за все время протекания процесса, т. е. при любом изменении параметров газа.

Определяется коэффициент α из равенства:

$$\alpha = \frac{\Delta U}{Q} = \frac{n-1}{n-k},$$

где n — показатель политропы, а k — показатель адиабаты.

При постоянной теплоемкости уравнение политропы имеет вид:

$$p v^n = \text{const.}$$

Последнее уравнение, как выше отмечалось, является уравнением универсальным, справедливым для любого термодинамического процесса. Отмеченное свойство, обобщая термодинамические процессы, создает стройную систему их исследования. Расположение графиков политропических процессов в системе $P-V$, их вид и характерные свойства процессов зависят исключительно от числового значения показателя n .

При рассмотрении политропического процесса при переменной теплоемкости газа универсальное значение этого процесса нарушается, и необходимо отметить, что, по существу, при этих условиях нет характерных особенностей, которые могли бы быть положены в основу классификации и определения политропического процесса. Типичные вышеотмеченные свойства, положенные в основу определения политропического процесса при постоянной теплоемкости, к политропическому процессу при переменной теплоемкости неприменимы и в последнем случае уравнения:

$$\begin{aligned} \Delta U &= \alpha Q, \\ \Delta L &= (1 - \alpha) Q \end{aligned}$$

не имеют места.

В политропическом процессе при переменной теплоемкости газа коэффициент α для каждого отдельного процесса не сохраняет свою величину за все время его протекания, т. е. коэффициент α изменяется при переходе от одного участка процесса к другому и зависит от предела изменения температуры газа в процессе. Коэффициент α , так же, как и коэффициент адиабаты k , при переменной теплоемкости есть величина переменная, зависящая от изменения температуры газа. Поэтому характерные особенности политропического процесса при постоянной теплоемкости, а также уравнения, вытекающие из этих свойств, которые положены в основу определения политропического процесса и вывода уравнения $p v^n = \text{const}$, совершенно неприменимы к политропическому процессу при переменной теплоемкости.

Чтобы показать, что коэффициент α политропического процесса при переменной теплоемкости не является величиной постоянной и для одного и того же процесса величина его зависит от изменения температуры газа в процессе, рассмотрим процесс изобарического, который является частным случаем политропического процесса.

Коэффициент α для изобарического процесса определяется из выражения:

$$\alpha = \frac{\Delta U}{Q} = \frac{c_p dT}{c_p dT} = \frac{1}{k}.$$

При переменной теплоемкости коэффициент k , а следовательно, и коэффициент α будут величины переменные, зависящие от температуры.

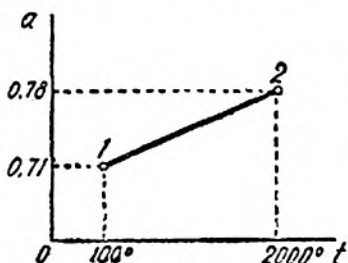
Принимая, что $k = k_0 - aT$, имеем:

$$\alpha = \frac{1}{k} = \frac{1}{k_0 - aT}$$

На фиг. 87 дан график изменения коэффициента α для процесса $p = \text{const}$ при изменении температуры газа от 100 до 2000°.

В приведенном случае при изменении температуры газа с 100 до 2000° коэффициент k изменяется с 1,39 до 1,28, а коэффициент α с 0,71 до 0,78, т. е. коэффициент k убывает на 8%, а коэффициент α возрастает на 9,8%. Таким образом в рассматриваемом случае коэффициент α изменяется значительно, чем коэффициент k , следовательно, в процессе $p = \text{const}$ при температуре 100° во внутреннюю энергию расходуется 0,71 внешней теплоты, а при 2000°—0,78.

С увеличением температуры газа в процессе увеличивается доля внешней теплоты, расходуемая на изменение внутренней энергии газа.



Фиг. 87.

Если в процессе $p = \text{const}$ при переменной теплоемкости коэффициент α не является величиной постоянной, то и в общем политропическом процессе, который обладает всеми свойствами частных случаев, коэффициент α тоже не будет являться величиной постоянной. Поэтому, если при выводе уравнения политропического процесса при переменной теплоемкости принимается переменность коэффициента k , то и коэффициент α необходимо принимать за величину переменную.

В некоторых курсах дается вывод уравнения политропы при переменной теплоемкости, в основу которого положены условия, не касающиеся этого процесса, а относящиеся к политропическому процессу при постоянной теплоемкости. При выводе принимается, что коэффициент α является величиной постоянной, т. е. полагается, что на изменение внутренней энергии в политропическом процессе при переменной теплоемкости расходуется определенная доля внешней теплоты. Как выше отмечалось, это совершенно неправильно, а поэтому предлагаемое уравнение не может рассматриваться как уравнение политропы при переменной теплоемкости. Получаемое при таком выводе уравнение должно рассматриваться как уравнение приближенное.

Вывод уравнения политропы при переменной теплоемкости, имеющей в основе неправильное, выше отмеченное положение (что $\alpha = \text{const}$), состоит в следующем:

На основании определения политропического процесса обозначим количество тепла, идущее на повышение внутренней энергии, через dQ . Остальное тепло $(1 - \alpha)$ идет на работу. Тогда:

$$dQ = c_v dT + A p dv; \quad dQ = \frac{dU}{\alpha} = \frac{c_v dT}{\alpha}$$

$$\frac{c_v dT}{\alpha} = c_v dT + A p dv,$$

или:

$$c_p dT \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) = A p dV = A R T \frac{dV}{V},$$

откуда:

$$\left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) \frac{dT}{T} = \frac{AR}{c_p} \frac{dV}{V},$$

но

$$\frac{AR}{c_p} = k - 1 = k_0 - \alpha T - 1,$$

поэтому:

$$\frac{dV}{V} = \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) \frac{dT}{(k_0 - \alpha T - 1) T},$$

где коэффициенты k , α и α — постоянные величины. Тогда:

$$\frac{1}{(k_0 - 1 - \alpha T) T} = \frac{1}{k_0 - 1} \left(\frac{1}{T} \right) + \frac{\alpha}{k_0 - 1 - \alpha T}$$

(см. адиабатический процесс, стр. 110).

Поэтому:

$$\begin{aligned} \frac{dV}{V} &= \frac{1 - \alpha}{\alpha(k_0 - 1)} \left(\frac{dT}{T} \right) + \frac{\alpha dT}{k_0 - 1 - \alpha T}; \\ \frac{dT}{T} - \frac{\alpha(k_0 - 1 - \alpha T)}{k_0 - 1 - \alpha T} + \frac{\alpha(k_0 - 1)}{\alpha - 1} \frac{dV}{V} &= 0. \end{aligned}$$

Интегрируя, имеем:

$$\ln T - \ln(k_0 - 1 - \alpha T) + \frac{\alpha(k_0 - 1)}{\alpha - 1} \ln V = \text{const},$$

откуда:

$$\frac{T V^{\frac{\alpha(k_0 - 1)}{\alpha - 1}}}{k_0 - 1 - \alpha T} = \text{const},$$

или, обозначая

$$\frac{\alpha(k_0 - 1)}{\alpha - 1} \text{ через } n - 1,$$

будем иметь:

$$\frac{T V^{n-1}}{k_0 - 1 - \alpha T} = \text{const},$$

или:

$$\frac{p V^n}{k_0 - 1 - \alpha T} = \text{const}.$$

Таким образом весь вывод проводится при условии $\alpha = \text{const}$. Но если даже не принимать во внимание неправильное положение, допущенное при выводе уравнения политропы при переменной теплоемкости, необходимо отметить, что полученное уравнение не имеет никакого реального значения, так как использовать это уравнение невозможно. Действительно, чтобы использовать выведенное уравнение, необходимо знать величину коэффициента α , последняя же величина не поддается оценке.

Поэтому поскольку выведенное уравнение есть приближенное, то прямой смысл остановиться на тоже приближенном (при переменной теплоемкости) уравнении $pV^n = \text{const}$, которое возможно использовать и которое благодаря своей универсальности имеет большие преимущества.

Таким образом, действительные условия протекания политропических процессов являются крайне сложными, так как одновременно с коэффициентом k является переменным и коэффициент α . Последнее указывает, что доля тепла, расходуемая на изменение внутренней энергии газа, зависит не только от характера процесса, но и от момента процесса, т. е. от величины температуры газа. В каждом термодинамическом процессе наблюдается свой закон изменения температуры газа, а поэтому интенсивность изменения коэффициента α по мере протекания процесса будет в отдельных процессах различна.

Благодаря отмеченной сложности протекания политропического процесса и отсутствию данных для оценки функциональной зависимости коэффициента α от температуры, закон изменения которой, в свою очередь, зависит от характера процесса, попытки вывода точного уравнения при переменной теплоемкости пока что не увенчались успехом.

При исследовании действительных процессов, протекающих в цилиндрах тепловых машин, применение логарифмических координат позволяет выяснить характер процесса и наметить путь дальнейшего его исследования. Если при переносе графика процесса из системы $P-V$ в систему $\lg P - \lg V$ новый график будет прямая линия, то исследуемый процесс есть процесс политропический, подчиняющийся уравнению $pv^n = \text{const.}$, при этом показатель n определяется из равенства: $n = \lg \varphi$, где φ есть угол прямой с осью абсцисс. Если же при переносе графика в систему $\lg P - \lg V$ новый график не будет прямой линией, то данный процесс не будет являться политропическим процессом при постоянной теплоемкости и его исследование можно провести приближенно, пользуясь уравнением $pv^n = \text{const.}$ В последнем случае по графику процесса в системе $P-V$ одним из способов, отмеченных в п. 22, возможно определить среднее значения показателя n . При применении отмеченного приближенного способа исследование графика действительного процесса заменяется исследованием некоторой политропы $pv^n = \text{const.}$, проходящей через крайние точки действительного процесса.

24. Обратимые и необратимые процессы

При рассмотрении термодинамических процессов необходимо ввести понятие о направлении процесса, так как протекание процесса, а с ним вместе изменения, происходящие в системе, могут быть противоположны. Действительно, если процесс расширения принять за прямой, то сжатие будет обратным ему процессом. В процессе расширения к газу подводится тепло и получается работа, в процессе же сжатия затрачивается работа и отводится от газа тепло.

Противоположность изменений в системе, вызываемых прямыми и обратными процессами, позволяет сделать заключение, что прямым и обратным процессами система должна приводиться в первичное, исходное состояние.

Процессы, течение которых может осуществляться как в прямом, так и в обратном направлении, называются обратимыми процессами.

Для обратимого процесса можно дать следующее определение: обратимым процессом называется такой процесс, который может быть проведен в обратном направлении и притом так, что рабочее тело в обратном процессе проходит постепенно через все промежуточные состояния прямого процесса, но противоположным порядком.

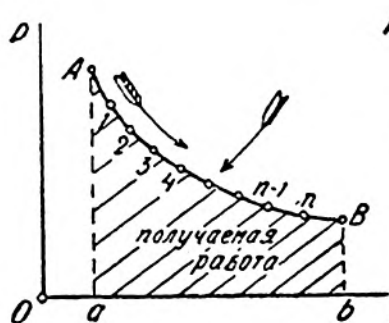
Пусть AB (фиг. 88) будет прямой процесс, в котором рабочее тело постепенно проходит через промежуточные состояния:

$$A, 1, 2, 3, \dots, n, B.$$

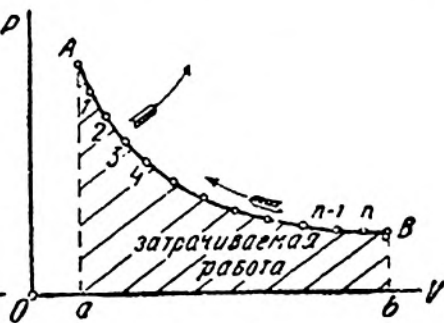
Тогда, если процесс AB будет обратим, то от состояния B процесс можно будет повести в обратном направлении к состоянию A (фиг. 89), причем рабочее тело должно будет пройти через все промежуточные стадии прямого процесса, но в обратном порядке, т. е.:

$$B, n, n-1, \dots, 3, 2, 1, A.$$

При этом условии графики прямого и обратного процессов сольются всеми своими точками. В результате прямого и обратного процессов система приведет в первичное состояние, т. е. рабочее тело примет начальные параметры p_1, v_1, T_1 ; аккумулятор мощности, получивший за процесс AB от газа работу, равную площади $aABb$, в обратном процессе BA эту работу



Фиг. 88.



Фиг. 89.

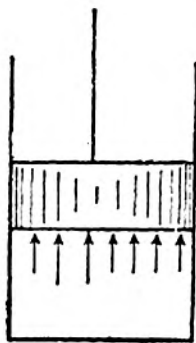
отдаст на сжатие газа; рабочее тело, получившее при расширении тепло Q , вернет его при сжатии. Если же процесс таков, что его нельзя обратным процессом провести через стадии прямого процесса, то процесс будет необратимым. Прямым и обратным направлением течения процесса в необратимом процессе система не приводится в исходное, начальное, состояние.

Посмотрим, при каких условиях совершаются обратимые процессы. Для того чтобы процесс имел свой график, т. е. некоторый вполне определенный закон изменения параметров рабочего тела, необходимо, чтобы во время течения процесса в отдельных взятых моменты внутри рабочего тела, во всей его массе, наблюдалось бы как равенство давления, так и равенство температур. При условии равновесия внутри рабочего тела можно будет воспользоваться характеристическим уравнением $pv = RT$ и, выявив закон изменения параметров рабочего тела в прямом процессе, противоположным изменением параметров создать обратный процесс, проходящий через промежуточные стадии прямого процесса. Если же прямой процесс протекает так, что внутри рабочего тела, во всей его массе, не обнаруживается равенства давлений, то воспользоваться для такого состояния рабочего тела характеристическим уравнением будет нельзя. Последнее будет указывать,

что изменение состояния рабочего тела подвести под некоторый определенный закон будет невозможно; а раз так, то при обратном течении процесса пройти постепенно через все промежуточные стадии прямого процесса будет нельзя, так как они носили случайный характер.

Следовательно, в обратимом процессе система постепенно проходит через отдельные стадии равновесия, но равновесие внутри рабочего тела может успевать устанавливаться только при условии бесконечно медленного протекания процесса. Это и будет условием для осуществления обратимого процесса.

Если же процесс будет протекать с некоторыми конечными скоростями, то такой процесс будет необратимый, так как необходимое равновесие внутри рабочего тела в определенные моменты не будет успевать устанавливаться. Для примера рассмотрим, что будет происходить с рабочим телом, если из цилиндра (фиг. 90) быстро выдвинуть поршень. Слои газа, лежащие ближе к поршню, при его быстром движении будут расширяться значительно слоев, наиболее удаленных от поршня, так как на распространение расширения по всей массе газа необходимо некоторое время. Изменение состояния рабочего тела, выведенного таким процессом из первичного равновесия, будет продолжаться без всякой определенной закономерности, причем неравенство давлений внутри газа породит некоторое вихревое движение его частичек. Конечно, обратным процессом, т. е. быстрым вдвиганием поршня внутрь цилиндра, заставить рабочее тело пройти через все стадии изменения, соответствующие прямому процессу, будет невозможно.



Фиг. 90.

Кроме того, при сжатии будет наблюдаться обратное явление в распределении давлений в массе рабочего тела. Во время сжатия слои газа, непосредственно воспринимающие на себя давление поршня, т. е. лежащие ближе к нему, будут сжиматься сильнее слоев, наиболее от поршня удаленных. В прямом процессе слои, прилегающие к поршню, обладают наименьшим давлени-

ем, в обратном же — наибольшим.

Таким образом процесс, протекающий с конечными скоростями, не может быть обратим, и в таком процессе обратным течением процесса система не приводится в начальное положение.

В рассматриваемом примере прямым и обратным процессами система не может быть восстановлена в первичном состоянии и из-за наличия трения поршня о стенки цилиндра, так как в прямом и обратном процессах на трение расходуется энергия.

Вторым признаком необратимости процесса является химическое изменение рабочего тела во время протекания процесса.

Изменение рабочего тела может произойти от сгорания. Последнее наблюдается в двигателях внутреннего сгорания. Допустим, что при протекании процесса произойдет сгорание рабочего тела, тогда газовая постоянная его изменится и никаким обратным процессом невозможно будет рабочее тело привести к начальному состоянию, характеризуемому параметрами p_1, v_1, T_1 .

Если же каким-нибудь обратным процессом добились бы, что параметры

p и v примут начальные значения, то нетрудно обнаружить, что параметр T не может быть прежним.

Напишем для начального состояния прямого процесса и конечного обратного характеристические уравнения, в которых ввиду изменения рабочего тела будут различны газовые постоянные:

$$p_1 v_1 = R_1 T_1 \dots \text{ для начального состояния прямого процесса,}$$

$$p_2 v_2 = R_2 T_2 \dots \text{ для конечного состояния обратного процесса,}$$

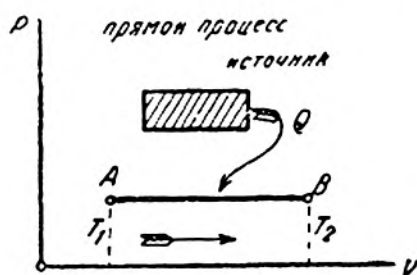
откуда $R_1 T_1 = R_2 T_2$.

Ввиду неравенства R_1 и R_2 температура T_2 не может быть равна T_1 , т. е. рабочее тело нельзя будет привести к начальным параметрам; а раз так, то такой процесс будет необратим.

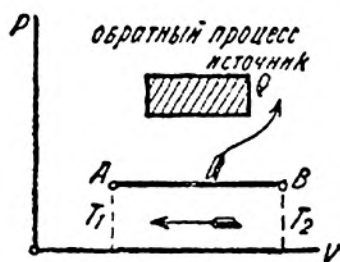
Итак, для осуществления обратимого процесса необходимо, чтобы процесс протекал с бесконечно-малыми скоростями и чтобы рабочее тело химически не изменялось.

Вполне обратимые процессы.

Вполне обратимыми процессами называются такие процессы, в которых прямым и обратным процессами приводится к начальному состоянию система во всей своей совокупности. В обратимых процессах в первичное положение приводились рабочее тело и аккумулятор мощности, причем газ в обратном



Фиг. 91.



Фиг. 92.

процессе отдавал тепло, равное по величине теплу, полученному им в прямом процессе. Если по характеру процесса тепло, отводимое от газа, можно будет вернуть источнику, от которого заимствовалось тепло при расширении газа, то прямым и обратным процессами в первичное положение вместе с рабочим телом и аккумулятором мощности будет приведен источник тепла. Такие процессы называются вполне обратимыми. Следовательно, признаком вполне обратимого процесса является возможность возврата тепла при сжатии газа источнику, от которого заимствовалось тепло в процессе расширения.

Из всех термодинамических процессов вполне обратимыми будут только процессы адиабатические и изотермические.

Докажем, что процессы $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ не могут быть процессами вполне обратимыми. Рассмотрим процесс $p = \text{const}$ (фиг. 91 и 92).

В процессе расширения при $p = \text{const}$ температура газа непрерывно возрастает, так что T_2 будет больше T_1 , поэтому температура источника, от которого заимствуется тепло при расширении газа, должна быть больше высшей температуры газа в процессе, иначе невозможно будет перетекание тепла от источника к газу. Итак, T источника $> T_2$.

Если же процесс повести в обратном (от B) направлении, то от газа падо будет отводить тепло, но вернуть это тепло прежнему источнику будет невозможно, так как возврат тепла источнику был бы возможен, если бы температура газа при сжатии была постоянно больше температуры источника, что не наблюдается. При сжатии температура рабочего тела уменьшается, т. е. T_1 должен быть меньше T_2 , но температура источника $T > T_2$, поэтому при сжатии температура газа будет меньше температуры источника T и при таких условиях возврат тепла источнику невозможен. Последнее позволяет сделать заключение, что процесс $p = \text{const}$ есть процесс не вполне обратимый.

При неоднократном повторении процесса в прямом и обратном направлениях источник непрерывно терит тепло, так как в обратных процессах тепло не может быть ему возвращено. Нетрудно подобными же рассуждениями обнаружить, что и процесс $v = \text{const}$ есть тоже процесс не вполне обратимый.

Перейдем к адиабатическому и изотермическому процессам. В адиабатическом процессе источник тепла не участвует ($Q = 0$), а потому система, состоящая из источника, рабочего тела и аккумулятора мощности, прямым и обратным процессами приводится в начальное положение, т. е. адиабатический процесс есть процесс вполне обратимый.

В изотермическом процессе температура газа остается постоянной и поток тепла, при бесконечно-малой разнице температур источника и газа, может быть как от источника к газу — в прямом процессе, так и от газа к источнику — в обратном процессе.

Процесс сжатия можно рассматривать, как бесконечно-большое число элементарных процессов, протекание которых можно представить в следующем: газ получает при сжатии тепло, эквивалентное элементарной работе, температура газа будет стремиться повыситься и при бесконечно-малой разнице температур источника и газа как бы мгновенно превысит температуру источника; тогда полученное газом тепло перетечет в источник и т. д., т. е. в обратном процессе отводимое от газа тепло возможно вернуть источнику. Следовательно, изотермический процесс есть процесс вполне обратимый. Со свойствами вполне обратимых процессов встретимся при разборе цикла Карно.

Действительные процессы, протекающие в машинах. В тепловых машинах скорости протекания процессов значительны, а потому осуществить в них обратимые процессы невозможно. Кроме конечной скорости изменения состояния рабочего тела в машинах существует целый ряд условий, делающих их процессы необратимыми. Так, например, работа машины сопровождается непрерывными потерями тепла через лучеиспускание стенками цилиндра, потерями на трении и т. д.

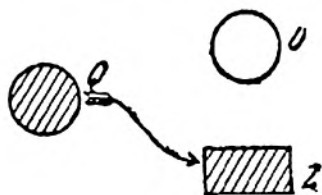
Все эти потери не изменяют своего характера и направления, если машину заставить работать по обратному циклу. Поэтому такую систему обратным процессом невозможно будет привести к начальному состоянию. Помимо всего, в двигателях внутреннего сгорания происходит сгорание рабочего тела, т. е. изменение химических его свойств, что, как известно, создает условие необратимости процесса. Последнее указывает, что обратимые процессы возможны только в математических изысканиях, в идеальных, неосуществимых условиях. Поэтому, если применяются формулы и соображения, выводимые в термодинамике для обратимых процессов, к процессам, совер-

шающимися в действительных машинах, т. е. к процессам необратимым, то надо помнить, что они будут являться для таких процессов не математически точными, а только приближенными. Обратимые процессы будут являться как бы некоторым пределом, к которому с известной степенью точности приближаются соответственные необратимые процессы.

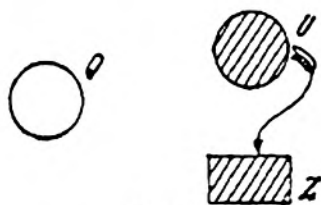
ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

25. Круговые процессы, или циклы

На каждый термодинамический процесс мы должны смотреть, как на процесс трансформации тепловой энергии в механическую или обратно —



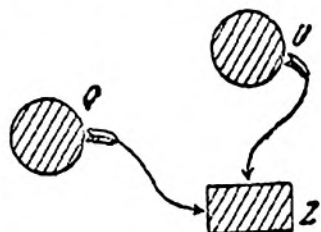
Фиг. 93.



Фиг. 94.

механической в тепловую, причем первое наблюдается в процессах расширения газа, второе — в процессах сжатия. Теплота, участвующая в процессах расширения, заимствуется от внешнего источника тепла или из внутреннего теплового запаса рабочего тела или одновременно используются оба фактора. Так, например, в изотермическом процессе внешнее тепло полностью переходит в работу. Следовательно, в изотермическом процессе полезно используются все сто процентов тепла, взятого от внешнего источника. Схема процесса дана на фиг. 93.

Адиабатический процесс — второй случай, когда в работу переводится тепловой запас рабочего тела. Схема на фиг. 94. И, наконец, в процессах политропических, с показателем $1 < n < k$, используется и переводится в работу тепло внешнего источника и внутренняя энергия рабочего тела (фиг. 95).



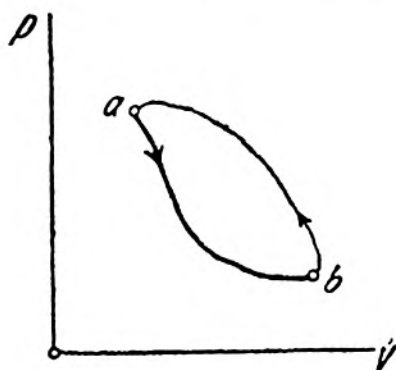
Фиг. 95.

Итак, если заданием является использование теплоты внешнего источника, то наиболее экономичным процессом будет процесс изотермический; при использовании же внутренней энергии газа — процесс адиабатический.

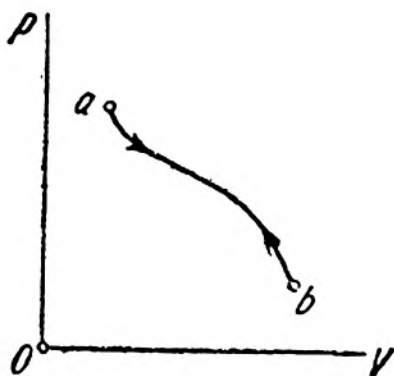
Все отмеченные процессы суть процессы разомкнутые, течение которых требует непрерывного движения поршня машины в одном направлении. Поэтому, если бы было необходимо создать машину, дающую непрерывно работу, то остановиться на отдельных указанных процессах или же их комбинациях будет невозможно, хотя бы с термодинамической точки зрения

они и являлись бы процессами идеальными, как, например, процесс изотермический.

Действительно, такая машина должна будет иметь бесконечно-большой механизм, чтобы осуществить непрерывное движение поршня вперед, а в обратном, в такой машине должен наступить момент, в который рабочее тело



Фиг. 96.

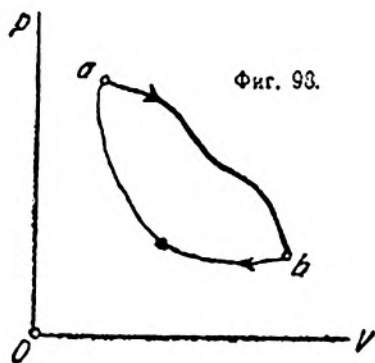


Фиг. 97,

будет настолько обесценено, что воспользоваться им для дальнейшей работы будет невозможно.

Обесценивание рабочего тела вызывается процессом расширения, при котором непрерывно уменьшается его давление, т. е. обесцениваются рабочие качества тела. Две указанные причины отмечают невозможность создания машины, в которой изменение состояния рабочего тела происходило бы по разомкнутым процессам.

В тепловых машинах необходимо после первого процесса расширения газа создать второй, добавочный, процесс, которым обесцененное первым процессом рабочее тело приведет к первоначальному, работоспособному состоянию. Таким процессом является процесс, обратный процессу расширения, т. е. процесс сжатия. Этот добавочный сжатия процесс возможно осуществить тремя способами (фиг. 96, 97 и 98).



Фиг. 98.

Первый способ. При осуществлении второго процесса линия сжатия располагается над линией расширения. В таком процессе на сжатие газа придется затратить работу больше работы, полученной за первый процесс расширения газа.

Второй способ. Сжатие происходит тем же процессом, что и расширение, т. е. график сжатия сливается с графиком расширения. В таком процессе получаемая при расширении газа работа будет полностью тратиться на сжатие.

Третий способ. Линия сжатия располагается под линией расширения; при этом в результате процесса получится некоторая полезная механическая энергия, равная разности работы расширения газа и работы, затраченной на сжатие. Следовательно, только последний случай дает схему работы тепловых машин, в которых трансформируется тепловая энергия в механическую.

Для того чтобы осуществить рабочий полезный процесс расширения газа и вспомогательный к нему — сжатия, необходимо, чтобы поршень сделал ход вперед и обратно. За это время рабочее тело, претерпевая изменения своего состояния, в конечный момент процесса будет иметь то же состояние, что и в начальный.

Подобные изменения состояния рабочего тела называются круговыми процессами или циклами.

График таких процессов будет замкнутая линия, вид которой зависит от отдельных процессов, входящих в цикл.

Исследование круговых процессов имеет большое практическое значение, так как позволяет определить совершенство работы поршневых тепловых машин, в которых изменение состояния рабочего тела совершается по замкнутым циклам. Надо оговориться и отметить, что в действительных машинах только при некоторой идеализации можно принять, что работа совершается по замкнутым процессам, так как количество рабочего тела, участвующего в процессе в действительных машинах, в отдельные моменты меняется и, кроме того, за каждый цикл происходит обновление рабочего тела.

Для того, чтобы выяснить, каким образом производится оценка совершенства использования тепловой энергии в тепловых машинах, рассмотрим условия протекания круговых процессов.

В работе машины, как указывалось, можно отметить два периода: в течение первого рабочее тело расширяется, причем поршень машины движется вперед, в течение же второго периода поршень возвращается обратно в исходное свое положение, причем рабочее тело сжимается. Таким образом за прямой и обратный ход поршня рабочее тело, претерпевая различные изменения, приводится к начальному своему состоянию, т. е. описывает некоторый замкнутый цикл.

При расширении рабочего тела к нему подводится тепло, изменяется внутренняя энергия и получается работа, причем давление рабочего тела падает. Второй период — сжатие рабочего тела — будет являться, как отмечалось, подготовительным к первому, причем рабочее тело, обесцененное за первый период расширения, возвращается к начальному работоспособному состоянию, что позволит вторично произвести расширение и получение работы и т. д.

На сжатие рабочего тела приходится затрачивать часть работы, полученной за период расширения, причем при сжатии изменяется внутренняя энергия рабочего тела и отводится от него тепло.

При непрерывной работе машины рабочее тело, описывающее за прямой и обратный ход поршня некоторый замкнутый цикл, должно периодически повторять все стадии этого цикла. Последнее облегчает изучение работы машины, так как позволяет остановиться на рассмотрении только одного цикла, положим, цикла $A-1-B-2-A$ (фиг. 99 и 100).

Итак, по ветке $A-1-B$ происходит расширение рабочего тела,

получается работа L_1 и подводится тепло Q_1 , по ветке же $B-2-A$ происходит сжатие рабочего тела, затрачивается работа L_2 и отводится от газа тепло Q_2 .

Напишем для цикла уравнение тепла:

$$Q_1 - Q_2 = U_2 - U_1 + AL;$$

$U_2 - U_1$ — изменение внутренней энергии рабочего тела в круговом процессе, в котором конечное состояние рабочего тела совпадает с начальным, — будет равно нулю, так как:

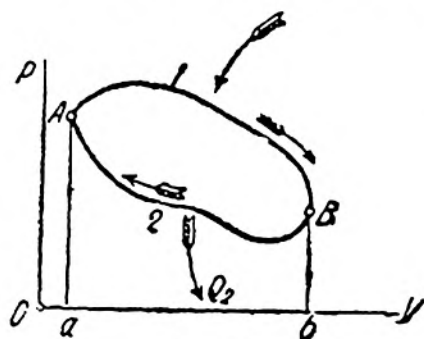
$$U_2 - U_1 = C_v(T_2 - T_1), \text{ а } T_2 = T_1.$$

Работа L за круговой процесс будет равна:

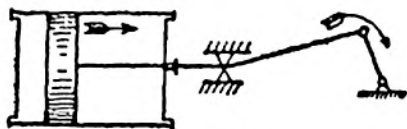
$$L = L_1 - L_2,$$

где L_1 есть работа, получаемая при расширении газа, а L_2 — работа, затрачиваемая на сжатие.

Работа L_1 графически изображается площадью $aA1Bb$, работа же L_2 — площадью $bB2Aa$ (фиг. 99). Тогда работа $L = L_1 - L_2$, получа-



Фиг. 99.



Фиг. 100.

мая в круговом процессе, изобразится площадью $A1B2A$, так как:

$$L_1 = \text{пл. } aA1Bb,$$

$$L_2 = \text{пл. } bB2Aa,$$

$$L = L_1 - L_2 = \text{пл. } A1B2A.$$

Итак, работа, получаемая в круговом процессе, графически изображается площадью, заключенной внутри замкнутой линии цикла.

Уравнение тепла для кругового процесса примет вид:

$$Q_1 - Q_2 = AL.$$

Последнее позволяет сделать заключение, что в непрерывно действующей машине тепло Q_1 , подводимое к рабочему телу, полностью перевести в работу нельзя: часть тепла, в количестве Q_2 , должна быть отведена от газа в холодильник. Таким образом полезно используется тепло, равное $Q_1 - Q_2$.

Зная количество тепла Q_1 , подводимое к газу, и тепло $Q_1 - Q_2$, полезно использованное машиной, можем определить термический коэффициент полезного действия машины:

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (51)$$

Коэффициент полезного действия η_t показывает, насколько совершенно используется в цикле тепловая энергия. К. п. д. η_t всегда меньше единицы и мог бы обратиться в единицу, если бы $Q_2 = 0$, но, как увидим в дальнейшем, работать по круговому процессу без отвода тепла в холодильник нельзя.

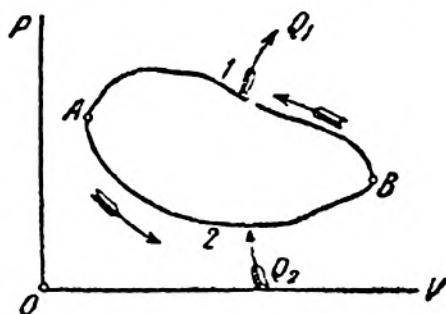
Если цикл $A1B2A$ (фиг. 101) протекает в обратном направлении, при котором линией расширения будет $A2B$, а сжатия — $B1A$, то имеем следующее:

1. На осуществление цикла затрачивается работа, равная площади $A2B1A$.
2. При расширении газа по ветке $A2B$ к нему подводится из холодильника тепло Q_2 , при сжатии же по ветке $B1A$ от газа отнимается тепло Q_1 и отдается источнику тепла.

Таким образом, если при протекании цикла линия расширения располагается под линией сжатия, то на совершение цикла приходится затрачивать внешнюю работу, результатом чего является перенос тепла от холодильника к источнику. По первому циклу работают тепловые машины, по второму — холодильные.

В конечном результате можно дать следующую сводку выводов исследования общих свойств круговых процессов:

1. Внутренняя энергия рабочего тела не изменяется.
2. Тепло Q_1 , затрачиваемое в процессе, не может быть полностью переведено в работу: в работу переводится только часть всего тепла Q_1 , равная $Q_1 - Q_2$, где Q_2 — тепло, отдаваемое газом в холодильник.
3. Последнее позволяет сделать заключение, что для осуществления кругового процесса наряду с источником тепла должен существовать холодильник.
4. Термический к. п. д. цикла всегда меньше единицы.



Фиг. 101.

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

5. Работа, получаемая или затрачиваемая на осуществление процесса, графически изображается площадью, заключенной внутри замкнутой линии цикла.

6. В прямом круговом процессе, в котором линии расширения лежат выше линий сжатия, затрачивается от источника тепло и получается работа, в обратном же цикле затрачивается внешняя работа, результатом чего является перенос тепла от холодильника к источнику.

Пример 46. К газу при описывании некоторого цикла подводится 10 кал тепла. К. п. д. цикла равняется $\eta_t = 0,40$. Определить работу, получаемую за цикл:

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}; L = 427 (Q_1 - Q_2) = \\ = 427 \eta_t, Q_1 = 427 \cdot 0,40 \cdot 10 = 1708 \text{ кдж.}$$

Пример 47. При описывании цикла газ теряет 4 калории тепла и развивает работу, равную 2135 кдж. Определить термический к. п. д. цикла.

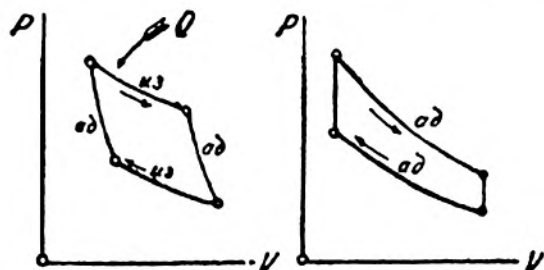
$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}; \\ L = 427 (Q_1 - Q_2); Q_1 - Q_2 = \frac{L}{427} = \frac{2135}{427} = 5 \text{ кал}; \\ Q_1 = 5 + Q_2 = 9 \text{ кал.}$$

Тогда:

$$\eta_t = 1 - \frac{4}{9} = 0,56.$$

26. Цикл Карно

Количество тепла Q_1 , заимствуемое от источника, а также и тепло Q_2 , отдаваемое рабочим телом в холодильник, в различных круговых процессах будет зависеть от тех основных термодинамических процессов, которые, как



Цикл Карно

Фиг. 102.

Цикл Отто

Фиг. 103.

элементы, входят в круговой процесс. Можно представить целый ряд всевозможных циклов, из которых каждый цикл будет иметь присущий ему к. п. д. η_t . Так, например, циклы: Карно, Отто, Дизеля и Сабате (фиг. 102, 103, 104 и 105).

Возникает вопрос, какой же из всевозможных циклов, осуществляемых при одинаковых заданных условиях, является с наибольшим

к. п. д. Может быть, этот цикл будет являться только теоретическим, осуществить который в машинах невозможно, но значение его, все равно, будет огромное, так как этот цикл позволит судить о наибольшем теоретически возможном использовании тепловой энергии при заданных условиях. Коэффициент η_t этого цикла будет являться наивысшим пределом для коэффициента полезного действия различных тепловых машин. Сравнивая термический к. п. д. машины с к. п. д. наивыгоднейшего цикла, будем видеть, насколько далека выбранная машина в использовании тепла от теоретически возможного максимума. Таким наивыгоднейшим циклом является цикл Карно (фиг. 106).

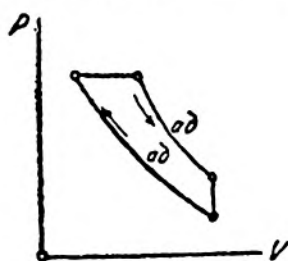
Обозначим температуру источника, дающего рабочему телу тепло при его расширении, через T_1 , а температуру холодильника, берущего тепло

от газа при сжатии, — через T_2 . Начальная температура рабочего тела будет одинакова с температурой источника T_1 .

Цикл Карно состоит из двух изотер и двух адиабат:

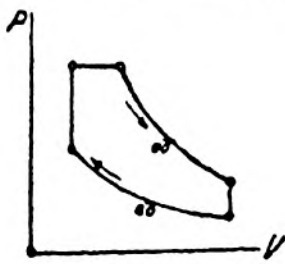
- линия 1—2—изотерма;
- » 2—3—адиабата;
- » 3—4—изотерма;
- » 4—1—адиабата.

От начального состояния газ расширяется изотермически до состояния



Цикл Дизеля

Фиг. 104.



Цикл Соболе

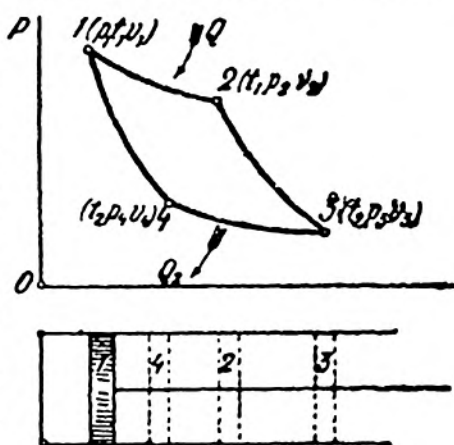
Фиг. 105.

второго, причем к газу подводится тепло Q_1 , равное:

$$Q_1 = A \cdot 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = 2,303 ART_1 \lg \frac{v_2}{v_1}.$$

Все тепло, подводимое к газу, полностью переходит в работу. От состояния 2 газ расширяется адиабатически, причем работа получается за счет падения внутренней энергии рабочего тела, что сопровождается уменьшением его температуры. Когда температура газа упадет с T_1 до T_2 , — температуры холодильника, расширение газа прекращается. От состояния 3 поршень, двигаясь обратно, в левую сторону, начнет сжимать газ. Этот второй период цикла, в котором рабочее тело приводится к начальному состоянию 1, должен быть произведен по таким процессам, при которых на сжатие газа затрачено бы наименьшее количество работы. Поэтому от состояния 3 газ сжимается изотермически до состояния 4, причем во время изотермического сжатия от газа необходимо отвести в холодильник тепло Q_2 , равно:

$$Q_2 = A \cdot 2,303 p_3 v_3 \lg \frac{v_3}{v_4} = 2,303 ART_2 \lg \frac{v_3}{v_4}.$$



Фиг. 106.

От состояния 4 газ сжимается адиабатически до начального состояния 1. При адиабатическом сжатии работа будет затрачиваться на повышение внутренней энергии газа, при котором температура с T_2 поднимается до T_1 ;

Объем v_4 точки 4, т. е. положение поршня, от которого начинается адиабатическое сжатие, легко определяется, так как точка 4 лежит на адиабате, проходящей через точку 1, параметры которой v_1 и T_1 известны; кроме того, известна температура T_2 точки 4:

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

Итак, период расширения цикла Карно состоит из таких процессов, при которых работа получается при наименьшей затрате тепла, а период сжатия — из процессов с наименьшей затратой работы. Более выгодных комбинаций представить нельзя, поэтому цикл Карно должен быть наилучшим из всех возможных циклов, описанных при тех же температурах источника и холодильника.

Определим коэффициент полезного действия цикла Карно:

$$\eta_c = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

но:

$$Q_1 = 2,303 ART_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \quad \text{и} \quad Q_2 = 2,303 ART_2 \lg \frac{v_3}{v_4},$$

тогда:

$$\eta_c = \frac{2,303 ART_1 \lg \frac{v_2}{v_1} - 2,303 ART_2 \lg \frac{v_3}{v_4}}{2,303 ART_1 \lg \frac{v_2}{v_1}}$$

Докажем, что:

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

Для адиабаты 2—3 можем написать:

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

Для адиабаты же 4—1:

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

Правые части двух последних равенств одинаковы, следовательно, одинаковы и левые:

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

Принимая последнее во внимание, можно упростить выражение η_c , производя соответствующее сокращение. Тогда будем иметь:

$$\eta_c = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (52)$$

Величина коэффициента полезного действия цикла Карно зависит от отношения абсолютных температур источника и холодильника. При раздвигании температурных пределов цикла коэффициент полезного действия будет увеличиваться. К. п. д. мог бы равняться единице если бы отношение:

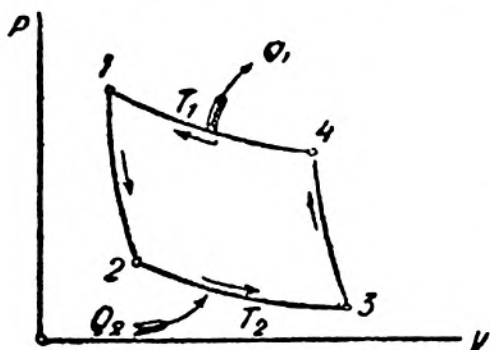
$$\frac{T_2}{T_1} = 0,$$

что возможно только при $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$, но ни то, ни другое неосуществимо, а потому к. п. д. цикла Карно всегда меньше единицы.

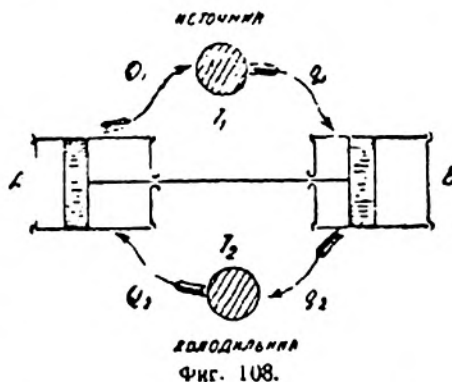
Обратный цикл Карно. Заметим предварительно, что цикл Карно вполне обратим, так как состоит из вполне обратимых процессов, причем, если имеются два источника тепла с определенными температурами, то цикл Карно является единственным вполне обратимым циклом, который может описать рабочее тело с помощью этих источников. Поэтому, если описывается цикл Карно в прямом направлении, а потом в обратном, то в результате будут приведены в первичное состояние источники тепла, рабочее тело и аккумулятор механической энергии.

Проследим, что происходит, если цикл Карно будет совершен в обратном направлении (фиг. 107).

При расширении по изотерме 2—3 от холодильника будет взято тепло



Фиг. 107.



Фиг. 108.

Q_2 , при сжатии же по изотерме 4—1 источнику будет отдано тепло Q_1 , причем $Q_1 > Q_2$. Кроме того, на совершение цикла будет затрачена работа, изображающаяся графически площадью 1—2—3—4. В обратном цикле Карно происходят в системе изменения, противоположные изменениям, происходящим в прямом цикле; поэтому-то прямой и обратный циклы Карно приводят систему, т. е. источники и аккумулятор мощности, в первичное состояние.

Заметим, что в обратном цикле Карно тепло берется у холодильника и передается источнику, т. е. тепло от холодного тела переходит к более нагретому, но такой переход совершается не даровым процессом: на осуществление такого перехода приходится затратить внешнюю работу,— это есть постулат Клаузиуса.

Докажем, что коэффициент η_c цикла Карно независит от природы рабочего тела. Представим себе две машины А и В (фиг. 108), работающие

по циклу Карно между общими источниками тепла. Пусть рабочее тело машины A будет пар, машины B — газ. Докажем, что коэффициенты полезного действия обеих машин одинаковы, т. е. не зависят от природы рабочего тела.

Коэффициенты η_i машин A и B будут выражаться формулой:

$$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} \text{ и } \eta_B = \frac{q_1 - q_2}{q_1}.$$

Предположим, что обе машины одинаковой мощности. Тогда:

$$L_A = L_B, \text{ но } AL_A = Q_1 - Q_2; \text{ а } AL_B = q_1 - q_2.$$

Равенство работ позволяет написать, что:

$$Q_1 - Q_2 = q_1 - q_2.$$

Нам нужно доказать, что $\eta_A = \eta_B$. Допустим, что $\eta_B > \eta_A$, тогда:

$$\frac{q_1 - q_2}{q_1} > \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

но

$$q_1 - q_2 = Q_1 - Q_2,$$

следовательно, полученное неравенство будет возможно, если $q_1 < Q_1$; сопоставляя же равенство $q_1 - q_2 = Q_1 - Q_2$ с неравенством $q_1 < Q_1$, находим, что $q_2 < Q_2$.

Спарим обе машины A и B , причем машину A пустим обратным циклом, а машину B прямым; тогда работа, которую в прямом цикле будет развивать машина B , полностью поглотится машиной A для осуществления обратного цикла. Таким образом система двух машин явится как бы замкнутой, не требующей на свое движение извне работы.

Посмотрим, к каким результатам мы придем при нашем предположении ($\eta_B > \eta_A$), для чего проследим, что произойдет с источником и холодильником при работе спаренных машин.

Машина B (прямой цикл):

берет от источника тепло q_1 ,
отдает холодильнику тепло q_2 .

Машина A (обратный цикл):

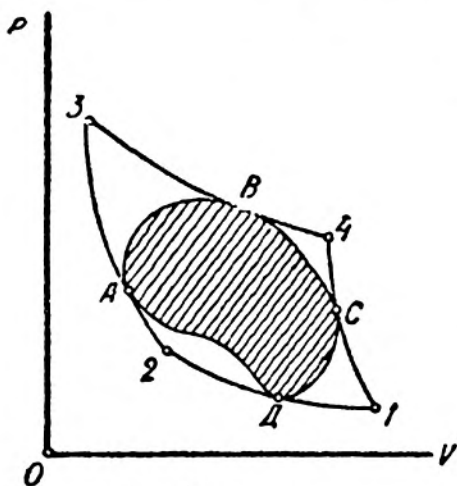
берет от холодильника тепло Q_2 ,
отдает источнику тепло Q_1 .

Тогда источник, теряя тепло q_1 получает Q_1 , но при предположении,

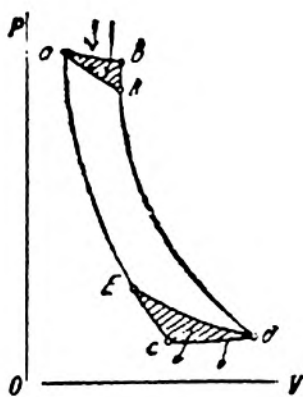
что $\eta_B > \eta_A$, мы имеем $q_1 < Q_1$. Таким образом источник приобретает тепло, равное $Q_1 - q_1$.

Холодильник же при работе машины A и B теряет тепло Q_2 , но приобретает q_2 ; так как $q_2 < Q_2$, то холодильник, в общем, теряет тепло $Q_2 - q_2$.

Итак, в результате предположения, что $\eta_B > \eta_A$, работа системы сводится к тому, что от холодильника берется тепло, равное $Q_2 - q_2$, и передается источнику, причем извне на систему не затрачивается работа. Последнее противоречит постулату Клаузиуса. Наше предположение, что $\eta_B > \eta_A$, привело к абсурду, так как при этом возможно было бы передавать тепло от холодного тела к горячему без затраты на то внешней работы. К такому же результату привело бы предположение, что $\eta_B < \eta_A$. Остается допустить, что $\eta_B = \eta_A$, т. е. коэффициент η_i не зависит от природы рабочего тела. Надо оговориться и отметить, что последний вывод касается идеального



Фиг. 109.



Фиг. 110.

цикла Карно, в циклах же действительных свойства рабочего тела играют огромную роль.

Коэффициент полезного действия цикла Карно

Докажем, что цикл Карно имеет наибольший коэффициент полезного действия из всех возможных циклов, протекающих при тех же температурных условиях.

Пусть рабочее тело описывает цикл $ABCD$ (фиг. 109), причем на различных участках цикла теплота, сообщаемая или отнимаемая от газа, будет доставляться или отводиться при различных температурах, так как только при изотермическом процессе температура газа остается одна и та же и подвод в газу тепла совершается при постоянной температуре.

Пусть наивысшей температурой в цикле $ABCD$ будет T_1 , а наименьшей — T_2 . Опишем вокруг взятого цикла цикл Карно, для чего к контуру $ABCD$ приведем две касающиеся изотермы и две адиабаты. Касание будет в точках A , B , C и D .

Зная, что изотермы высших температур лежат над изотермами низших температур (фиг. 29), заключаем, что в точке B цикла будет наибольшая температура T_1' , в точке D — наименьшая заданная температура. Требуется доказать, что к. п. д. цикла Карно $1-2-3-4$ будет больше к. п. д. взятого цикла $ABCD$.

Разобьем цикл $ABCD$ на элементарные процессы, для чего проведем ряд бесконечно-близко лежащих друг к другу адиабат. Работу машины по циклу $ABCD$ заменим работой бесконечно-большого числа малых машин, работающих по полученным элементарным циклам, что вполне допустимо, так как площадь цикла $ABCD$ равна сумме площадок элементарных циклов. Выделим произвольный элементарный цикл, положим, $abcd$ (фиг. 110), и проведем две изотермы ak и dE .

С точностью до бесконечно-малых величин цикл $abcd$ можем заменить циклом Карно $akdE$: тогда тепло, подводимое к элементарному циклу по линии ab , мы заменим теплом, подводимым в элементарном цикле Карно по изотерме ak . То же самое можно будет сделать и по отношению теплоты, отводимой по ветке dc . Построим указанным приемом элементарные циклы Карно для всех полученных элементарных процессов цикла $ABCD$ и с указанной точностью заменим все промежуточные маленькие циклы соответствующими циклами Карно. Для элементарных циклов Карно можно написать выражение коэффициента полезного действия:

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= 1 - \frac{T_2'}{T_1'} \\ \eta_2 &= 1 - \frac{T_2''}{T_1''} \\ \eta_3 &= 1 - \frac{T_2'''}{T_1'''} \\ &\dots \dots \dots \\ \eta_n &= 1 - \frac{T_2^n}{T_1^n} \end{aligned} \right\} \quad (A)$$

Для большого цикла Карно $1-2-3-4$ коэффициент полезного действия будет равен:

$$\eta_i = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (B)$$

Температуры $T_1', T_1'', T_1''' \dots T_1^n$ и T_1 , есть температуры различных точек цикла $ABCD$, в которых к газу будет подводиться тепло; температуры $T_2', T_2'', T_2''' \dots T_2^n$ и T_2 будут температуры точек цикла $ABCD$, в которых от газа отводится тепло. Как указывалось, из всех температур со значками $T_1', T_1'', T_1''' \dots$ и т. д. наибольшей температурой будет T_1' , т. е.:

$$\begin{aligned} T_1 &> T_1' \\ T_1 &> T_1'' \\ &\dots \dots \dots \\ T_1 &> T_1^n \end{aligned}$$

температура же T_3 будет наименьшей из соответствующих температур, т. е.:

$$\begin{array}{c} T_1 < T'_1 \\ T_2 < T'_2 \\ \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ T_n < T'_n \end{array}$$

Если же сравним теперь коэффициент полезного действия элементарных циклов Карно A с к. п. д. большого цикла Карно $1-2-3-4$ B , то нетрудно решить, что $\frac{T_2}{T_1}$ будет меньшей соответствующей дроби в выражении любого коэффициента полезного действия, приведенного в столбце A . Раз это так, то к. п. д. элементарных циклов Карно будут меньше к. п. д. большого цикла Карно, т. е.

$$\eta_t > \eta_1; \quad \eta_t > \eta_2 \cdot \cdot \cdot \eta_t > \eta_n.$$

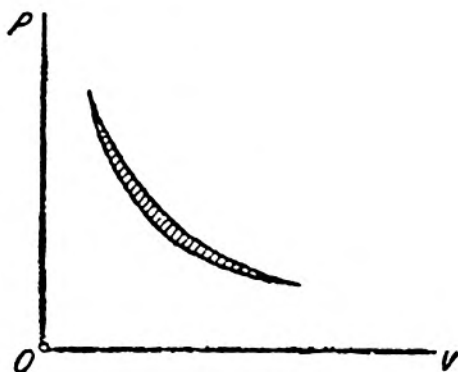
Коэффициент полезного действия всего цикла $ABCD$ будет некоторая средняя величина из выражений к. п. д. элементарных циклов, составляющих его; но все к. п. д. этих циклов будут меньше к. п. д. цикла Карно $1-2-3-4$, а потому к. п. д. цикла $ABCD$ будет меньше к. п. д. цикла Карно $1-2-3-4$.

Остановимся на особенностях цикла Карно. Цикл Карно невозможно осуществить в действительности, так как невозможно осуществить идеальные изотермические и адиабатические процессы.

Но если бы даже было возможно осуществить указанные процессы, то такой цикл был бы трудно выполним, так как при правильном вычерчивании цикла Карно получается очень маленькая внутренняя площадь цикла (фиг. 111). Последнее отмечает, что даже при значительных начальных давлениях рабочего тела и большом объеме цилиндра получилась бы небольшая работа. Вследствие же высоких давлений и большого цилиндра машина будет громоздкая и тяжелая со значительными потерями на трение, т. е. с малым механическим коэффициентом полезного действия η_m ; такая машина была бы непригодна к работе.

Таким образом хотя использование тепла в цикле Карно наибольшее, но по вышеотмеченным причинам цикл непригоден для осуществления.

Термический коэффициент цикла Карно определяет теоретически возможное максимальное использование тепла в идеальной машине при заданных температурах источника и холодильника. В этом заключается значение цикла Карно. Сравнение к. п. д. тепловой машины с коэффициентом цикла Карно позволяет заключить, насколько совершенна взятая машина в использовании тепловой энергии.



Фиг. 111.

27. Цикл, состоящий из двух изотерм и двух изоплер. Регенеративный цикл

На фиг. 112 дан цикл, состоящий из двух изотерм и двух изоплер. Коэффициент полезного действия разбираемого цикла определяется по формуле:

$$\eta_r = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

где:

$$Q_1 = Q_1' + Q_1''$$

и

$$Q_2 = Q_2' + Q_2''.$$

Теплоты Q_1' , Q_1'' , Q_2' и Q_2'' , участвующие в отдельных процессах цикла, находятся по формулам:

1. Процесс $DA - v = \text{const}$:

$$Q_1' = c_v(T_A - T_D) = c_v(T_1 - T_2).$$

2. Процесс изотермический AB :

$$Q_1'' = ART_1 \ln \frac{v_B}{v_A} = ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1},$$

так как

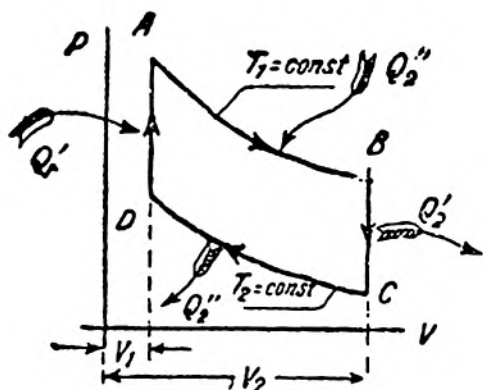
$$v_B = v_2 \text{ и } v_A = v_1.$$

3. Процесс $BC - v = \text{const}$.

$$Q_2' = c_v(T_B - T_C) = c_v(T_1 - T_2).$$

4. Процесс изотермический CD .

$$Q_2'' = ART_2 \ln \frac{v_C}{v_D} = ART_2 \ln \frac{v_2}{v_1},$$



Фиг. 112.

так как

$$v_C = v_2 \text{ и } v_D = v_1.$$

Тогда:

$$\begin{aligned} \eta_r &= \frac{c_v(T_1 - T_2) + ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - c_v(T_1 - T_2) - ART_2 \ln \frac{v_2}{v_1}}{ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v(T_1 - T_2)} = \\ &= \frac{AR \ln \frac{v_2}{v_1} (T_1 - T_2)}{c_v(T_1 - T_2) + ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + \frac{c_v(T_1 - T_2)}{AR \ln \frac{v_2}{v_1}}}. \end{aligned}$$

Нетрудно видеть, что к. п. д. разбираемого цикла будет меньше к. п. д. цикла Карно, описываемого при тех же температурных условиях.

Если в рассматриваемом цикле тепло, термое газом в процессе BC , отдавать промежуточному телу с тем, чтобы это тепло промежуточным телом возвращалось обратно газу при описании процесса DA , то к. п. д.

такого цикла будет равен к. п. д. цикла Карно. Действительно, при этих условиях приходится принимать во внимание только теплоты Q_1'' и Q_2'' , равные:

$$Q_1'' = ART_1 \ln \frac{v_2}{v_1} \text{ и } Q_2'' = ART_2 \ln \frac{v_2}{v_1},$$

а поэтому к. п. д. цикла выразится ф-лой:

$$\eta_i = \frac{Q_2'' - Q_1''}{Q_1''} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Промежуточное тело, воспринимающее и отдающее за отдельные процессы цикла теплоту, называется регенератором, а цикл при этом получаемый, — регенеративным.

Регенеративный цикл был осуществлен в воздушной машине Стерлинга. Регенеративные циклы, как ниже будет отмечено, имеют большое значение в паросиловых установках.

ГЛАВА ПЯТАЯ

28. Второй закон термодинамики

Идея второго закона термодинамики неоднократно нами выявлялась при рассмотрении последних глав. Вспомним постулат Клаузиуса, указывающий возможное направление теплового потока, работу машин по круговому циклу, для которых было отмечено, что перевести в работу полностью все тепло нельзя, и т. д. В конце первой части будут приведены другие формулировки второго закона термодинамики. Теперь же остановимся на условиях перехода тепла в работу. Первый закон термодинамики трактует о возможности перехода тепловой энергии в механическую и дает количественную зависимость обоих видов энергии при этом переходе, но первый закон не отмечает тех условий, при которых возможен переход тепловой энергии в механическую. Так, например, в природе имеются колоссальные по абсолютной величине запасы тепловой энергии (тепло океанов, морей и т. д.), которые по первому закону термодинамики дали бы нам неисчерпаемые запасы механической энергии, но, как показывает действительность, использовать эти тепловые запасы и перевести в работу невозможно. Следовательно, первый закон термодинамики, отмечающий количественную зависимость при переходе одного вида энергии в другой, не дает указаний, при каких условиях возможен этот переход. Конечно, условия, при которых тепловую энергию можно превратить в механическую, необходимо выявить, — и это является задачей второго закона термодинамики. Следовательно, первый принцип термодинамики совместно со вторым полностью освещает законы, по которым протекает превращение тепловой энергии в механическую. Второй закон термодинамики отмечает, что тепловую энергию источника можно перевести в работу только при условии, если наряду с источником тепла будет иметься холодильник с низшей температурой. Запас тепловой энергии морей, океанов не может быть использован ввиду отсутствия холодильника с температурой более низкой, чем температура воды, т. е. в этом случае имеется только один температурный уровень.

При рассмотрении условий работы машин по круговым процессам также отмечалось, что непрерывно действующая машина требует наряду с источником тепла еще и холодильник, т. е. существования двух температурных уровней.

Таким образом первый закон термодинамики дает количественную зависимость при переходе тепловой энергии в механическую, второй же закон отмечает необходимые условия для осуществления этого перехода. Ниже мы познакомимся с другими формулировками и проявлениями второго закона термодинамики.

29. Свойство обратимых и необратимых циклов

а) Обратимые циклы

При рассмотрении цикла Карно было доказано, что:

$$\eta_{ic} = \frac{\Delta Q_1 - \Delta Q_2}{\Delta Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

откуда рядом преобразований можно получить следующее выражение:

$$1 - \frac{\Delta Q_2}{\Delta Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{\Delta Q_2}{\Delta Q_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

и, наконец:

$$\frac{\Delta Q_1}{\Delta Q_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Последнее выражение отмечает, что отношение теплот, участвующих в процессе, равно отношению абсолютных температур источника тепла и холодильника. Полученное равенство можно переписать таким образом:

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} - \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0.$$

Принимая тепло ΔQ_1 , заимствованное от источника, за положительное, а тепло ΔQ_2 , отдаваемое холодильнику, за отрицательное, последнее выражение можем представить алгебраической суммой:

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0$$

или:

$$\sum \frac{\Delta Q}{T} = 0.$$

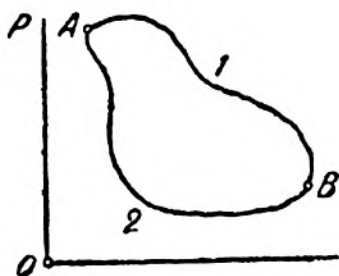
В это выражение тепло ΔQ_2 должно вноситься с присущим ему знаком. На формулу $\sum \frac{\Delta Q}{T} = 0$ можно смотреть, как на необходимое условие цикла Карно, так как оно получено как следствие особенностей этого процесса. Нетрудно доказать, что это выражение будет справедливо не только для цикла Карно, но и для любого обратимого кругового процесса. Тогда выражение $\sum \frac{\Delta Q}{T} = 0$ можно будет считать характеристикой всех обратимых процессов. Докажем последнее.

Пусть имеется некоторый обратимый цикл $A1B2A$ (фиг. 113). Температура, при которой проводится тепло к рабочему телу в отдельных точках цикла, непрерывно меняется.

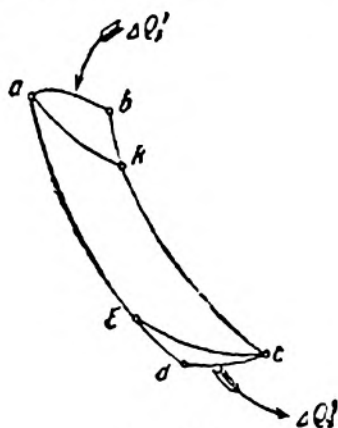
То же самое можно сказать и о температурах, при которых тепло отводится от рабочего тела. В этом имеем отличие от цикла Карно, в котором тепло подводится и отнимается при постоянных температурах T_1 и T_2 . Разобьем взятый цикл $A1B2A$ на бесконечно-большое число элементарных циклов, для чего проведем сеть адиабат, бесконечно-близко лежащих друг к другу. Выделим из ряда полученных элементарных циклов произвольный цикл $abcd$ (фиг. 114).

Проводя изотермы aK и cE , можем цикл $abcd$ заменить полученным элементарным циклом Карно $aKcE$. Тогда тепло ΔQ_1 , подводимое по изотерме aK , можем принять с точностью до бесконечно-малой величины за тепло, подводимое в элементарном цикле $abcd$ по ветке ab ; то же будет и по отношению тепла ΔQ_2 , отнимаемого по изотерме cE .

Отмеченное построение и замену элементарных циклов соответствующими циклами Карно проведем для



Фиг. 113.



Фиг. 114.

всего ряда элементарных циклов. Обозначим через:

$$\Delta Q'_1, \Delta Q''_1, \Delta Q'''_1 \dots \Delta Q^{(n)}_1$$

теплоты, подводимые в отдельных циклах при температурах:

$$T'_1, T''_1, T'''_1 \dots T^{(n)}_1,$$

а через:

$$\Delta Q'_2, \Delta Q''_2, \Delta Q'''_2 \dots \Delta Q^{(n)}_2$$

теплоты, отнимаемые от рабочего тела в этих же циклах при температурах:

$$T'_2, T''_2, T'''_2 \dots T^{(n)}_2.$$

При этом суммы теплот:

$$\Delta Q'_1 + \Delta Q''_1 + \Delta Q'''_1 + \dots + \Delta Q^{(n)}_1$$

и

$$\Delta Q'_2 + \Delta Q''_2 + \Delta Q'''_2 + \dots + \Delta Q^{(n)}_2$$

дадут полную теплоту, сообщаемую и отнимаемую от рабочего тела за весь взятый цикл.

Для каждого отдельного цикла Карно можно написать полученное выше соотношение теплот и температур, участвующих в цикле.

Первый цикл:

$$\frac{\Delta Q'_1}{T'_1} - \frac{\Delta Q'_2}{T'_2} = 0.$$

Второй цикл:

$$\frac{\Delta Q''_1}{T''_1} - \frac{\Delta Q''_2}{T''_2} = 0.$$

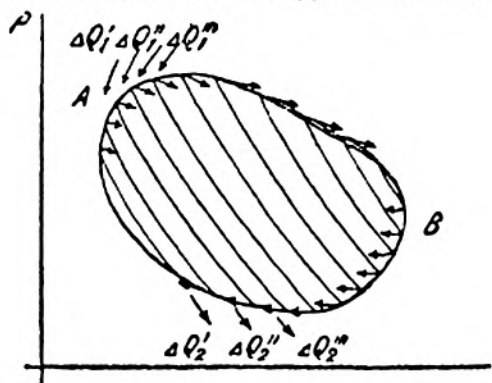
n -й цикл:

$$\frac{\Delta Q^n_1}{T^n_1} - \frac{\Delta Q^n_2}{T^n_2} = 0.$$

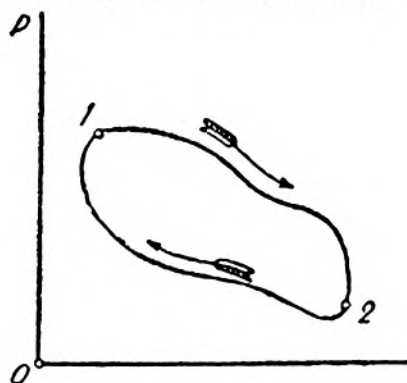
Просуммировав почленно все равенства, имеем:

$$\sum_1^n \frac{\Delta Q_1}{T_1} - \sum_1^n \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0.$$

Полученное выражение касается процесса, который на нашем чертеже отмечен зубчатым контуром, образованным рядом изотерм и адиабат (фиг. 115).



Фиг. 115.



Фиг. 116.

Увеличивая n , число отдельных элементарных процессов, мы не будем нарушать справедливость выведенного равенства, но в пределе при $n = \infty$ зубчатый контур сольется с контуром взятого обратимого процесса AB и равенство $\sum_1^n \frac{\Delta Q_1}{T_1} - \sum_1^n \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0$ будет уже равенством, присущим этому процессу. Посмотрим, во что же обратится это равенство в пределе при $n = \infty$. Тогда температуры:

$$T'_1, T''_1, T'''_1 \dots T_1 \text{ и } T'_2, T''_2, T'''_2 \dots T_2$$

будут мгновенные температуры в отдельных точках цикла, при которых к рабочему телу подводится или отнимается тепло; теплоты ΔQ обратятся в dQ и конечное суммирование $\sum_1^n \frac{\Delta Q}{T}$ перейдет в интегрирование. Итак, при $n = \infty$, имеем

$$\int \frac{dQ_1}{T_1} - \int \frac{dQ_2}{T_2} = 0.$$

Отметим пределы интегрирования. Последнее легко сделать, если обратить внимание на направление течения процессов по зубчатому контуру (фиг. 115).

При подводе тепла по отдельным изотермам течение процессов происходило слева направо, т. е. в направлении 1—2, при отдаче же теплот ΔQ_2 по нижним изотермам зубчатого контура течение процесса происходило в направлении 2—1 (фиг. 116). Последнее позволяет отметить пределы интегрирования:

$$\int_1^2 \frac{dQ_1}{T_1} - \int_2^1 \frac{dQ_2}{T_1} = 0.$$

Если теплоты:

$$\Delta Q'_1, \Delta Q''_1, \Delta Q'''_1 \dots \Delta Q^n_1$$

рассматривать с присущим им знаком минус, то выведенное равенство примет вид:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T} = 0.$$

Но последнее можно заменить:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} + \int_2^1 \frac{dQ}{T} = \int_{\odot} \frac{dQ}{T} = 0.$$

Значок \odot отмечает, что интегрирование происходит по всему замкнутому контуру от 1 к 2 и обратно — по нижней ветке к 1.

Итак, для обратимых циклов имеет место выражение:

$$\int_{\odot} \frac{dQ}{T} = 0. \quad (53)$$

б) Необратимые циклы

В теории круговых процессов отмечалось, что коэффициент полезного действия цикла Карно больше к. п. д. любого цикла, описываемого при тех же температурных условиях. Возьмем некоторый необратимый цикл, протекающий с тепловыми потерями на лучеиспускание, на преодоление сопротивлений трения и т. д. Обозначим теплоту, сообщаемую через ΔQ_1 , а теплоту не использованную — через ΔQ_2 (рассматриваем элементарный цикл).

Коэффициент полезного действия необратимого цикла:

$$\eta_i = \frac{\Delta Q_1 - \Delta Q_2}{\Delta Q_1}.$$

Коэффициент же полезного действия цикла Карно, протекающего при тех же температурных условиях, что и первый цикл, будет:

$$\eta_{ii} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Так как к. п. д. цикла Карно больше к. п. д. необратимого цикла, то имеем:

$$\frac{\Delta Q_1 - \Delta Q_2}{\Delta Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

или:

$$-\frac{\Delta Q_2}{\Delta Q_1} < -\frac{T_2}{T_1},$$

откуда

$$\frac{\Delta Q_2}{\Delta Q_1} > \frac{T_2}{T_1}.$$

Помножая обе части неравенства на положительную величину:

$$\frac{\Delta Q_1}{T_2},$$

найдем:

$$\frac{\Delta Q_2}{T_2} > \frac{\Delta Q_1}{T_1},$$

или:

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} - \frac{\Delta Q_2}{T_2} < 0.$$

Это уравнение касается элементарного необратимого цикла. Переходя же к произвольному циклу, мы можем способом, указанным выше, при рассмотрении обратимых циклов, разбить данный необратимый цикл на ряд отдельных элементарных циклов, для которых действительно будет соотношение:

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} - \frac{\Delta Q_2}{T_2} < 0.$$

Тогда получим ряд неравенств:

$$\frac{\Delta Q_1'}{T_1'} - \frac{\Delta Q_2'}{T_2'} < 0; \quad \frac{\Delta Q_1''}{T_1''} - \frac{\Delta Q_2''}{T_2''} < 0;$$

$$\dots \dots \dots$$

$$\frac{\Delta Q_1^n}{T_1^n} - \frac{\Delta Q_2^n}{T_2^n} < 0.$$

Суммируя которые, найдем:

$$\sum_1^n \frac{\Delta Q_1}{T_1} - \sum_1^n \frac{\Delta Q_2}{T_2} < 0:$$

а в пределе при $n = \infty$:

$$\int_1^2 \frac{dQ_1}{T_1} - \int_2^1 \frac{dQ_2}{T_2} < 0,$$

или, приписывая знак ΔQ_2 :

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T_1} + \int_2^1 \frac{dQ}{T_2} < 0,$$

откуда:

$$\int_{\odot} \frac{dQ}{T} < 0.$$

Итак, характеристикой необратимых циклов является выражение:

$$\int_{\odot} \frac{dQ}{T} < 0.$$

Соединяя вместе характеристику обратимых и необратимых циклов, найдем:

$$\int \frac{dQ}{T} \geq 0. \quad (57)$$

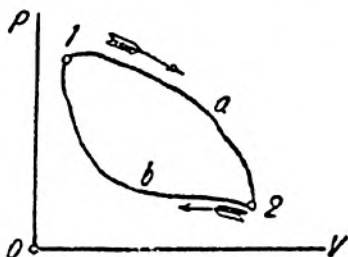
Это выражение годно для любых круговых процессов, причем знак равенства касается обратимых, а знак неравенства—необратимых циклов.

30. Энтропия

Пусть рабочее тело некоторым произвольным обратимым процессом из состояния первого переходит в состояние второе (фиг. 117). График этого процесса будет линия $1-a-2$.

Из состояния второго произвольным, но обратимым процессом $2-b-1$ возвратим рабочее тело в начальное состояние. Тогда круговой процесс $1-a-2-b-1$, составленный из двух обратимых процессов, тоже будет обратимый, и для него мы в праве написать, что:

$$\int_{\odot} \frac{dQ}{T} = 0,$$



Фиг. 117.

причем интегрирование происходит по ветке (a) в пределах $1-2$ и по ветке (b) в пределах $2-1$, т. е.:

$$\int_{\odot} \frac{dQ}{T} = (a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} + (b) \int_2^1 \frac{dQ}{T} = 0.$$

Значками (a) и (b) обозначена ветка, по которой происходит интегрирование.

Итак:

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} + (b) \int_2^1 \frac{dQ}{T} = 0.$$

Переменив у последнего слагаемого пределы интегрирования, будем иметь:

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} - (b) \int_1^2 \frac{dQ}{T} = 0,$$

или:

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} = (b) \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

Это соотношение отмечает, что величина интеграла $\int_1^2 \frac{dQ}{T}$ совершенно не зависит от процесса, каким рабочее тело переходит из состояния 1 в состояние 2. Величина этого интеграла зависит только от начального и

конечного состояния рабочего тела. Следовательно, если между начальным и конечным состояниями представим ряд произвольных процессов (фиг. 118), то на основании полученного можем написать следующее соотношение:

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} = (b) \int_1^2 \frac{dQ}{T} = (c) \int_1^2 \frac{dQ}{T} = (d) \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

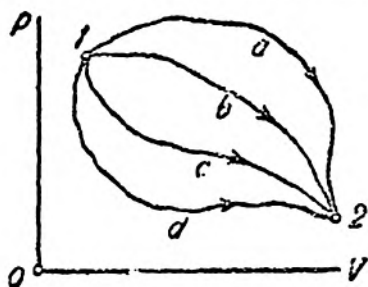
Но это возможно только в том случае, если $\frac{dQ}{T}$ будет полный дифференциал некоторой функции от p , v , т. е.

$$\frac{dQ}{T} = d[f(p, v)],$$

тогда:

$$\int_1^2 \frac{dQ}{T} = f(p_2, v_2) - f(p_1, v_1).$$

Итак, промежуточные стадии процесса не оказывают никакого влияния на величину $\int_1^2 \frac{dQ}{T}$, зависящую от начального и конечного состояний рабочего тела. Функция $f(p, v)$ обозначается буквой S и называется энтропией. Тогда последнее равенство переписывается так:



Фиг. 118.

$$\frac{dQ}{T} = dS \quad (55)$$

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T}.$$

Введя термин энтропия, можно выражение

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} = (b) \int_1^2 \frac{dQ}{T}$$

прочитать следующим образом:

1) изменение энтропии тела не зависит от характера процесса, которым рабочее тело переходит из начального в конечное состояние;

2) на изменение энтропии влияют только конечное и начальное состояния тела;

3) изменение энтропии в круговых процессах равно нулю.

Последнее получаем, как следствие (2), а кроме того, то же нам дает характеристика обратимых циклов:

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

В этих свойствах энтропия напоминает свойства внутренней энергии газа, изменение которой тоже не зависит от характера процесса.

31. Формулы, определяющие изменение энтропии рабочего тела

Так как:

$$S_2 - S_1 = f(p_2, v_2) - f(p_1, v_1),$$

то определенным значениям начальных и конечных параметров $p_1 v_1$ и $p_2 v_2$ будет соответствовать вполне определенное приращение энтропии $S_2 - S_1$. Но параметры p и v связаны с параметром T , поэтому изменение энтропии тела $S_2 - S_1$ можно представить, как функцию изменения любых двух параметров тела. Тогда получим формулы:

$$S_2 - S_1 = f(p_2, v_2) - f(p_1, v_1) \quad (1)$$

$$S_2 - S_1 = F(p_2, T_2) - F(p_1, T_1) \quad (2)$$

$$S_2 - S_1 = \varphi(v_2, T_2) - \varphi(v_1, T_1). \quad (3)$$

По этим формулам определяется изменение энтропии при переходе рабочего тела из одного состояния в другое. Явный вид искомым формул легко выводится из выражения:

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

в которое необходимо подставить значение dQ , равное, как известно:

$$dQ = c_v dT + A p dv.$$

Тогда:

$$dS = \frac{dQ}{T} = c_v \frac{dT}{T} + A \frac{p dv}{T}.$$

Пользуясь характеристическим уравнением, исключим параметры p и T из последнего слагаемого:

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

следовательно:

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}.$$

Интегрируя это уравнение, найдем:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Остальные две формулы, дающие зависимость S от p , v и pT , определяются из полученной формулы простыми преобразованиями. Предварительно получим дополнительное равенство, которое позволит произвести эти преобразования. Из характеристического уравнения $p v = RT$ имеем:

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

Разделим почленно второе уравнение на первое:

$$\frac{p dv}{p v} + \frac{v dp}{p v} = \frac{R dT}{RT},$$

или:

$$\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = \frac{dT}{T}.$$

Пользуясь этим соотношением, можем исключить любой параметр из уравнения:

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}.$$

Так, чтобы получить уравнение:

$$S_2 - S_1 = f(p_2, v_2) - f(p_1, v_1),$$

определяем из дополнительного уравнения:

$$\frac{dT}{T} = \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p}$$

и подставляем в начальное уравнение, тогда:

$$dS = c_v \left(\frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} \right) + AR \frac{dv}{v} = c_v \frac{dp}{p} + (AR + c_v) \frac{dv}{v} = c_v \frac{dp}{p} + c_p \frac{dv}{v}.$$

Интегрируя, находим:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Исключим теперь параметр v .

Из дополнительного равенства имеем:

$$\frac{dv}{v} = \frac{dT}{T} - \frac{dp}{p};$$

подставляя в начальное уравнение, найдем:

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + AR \left(\frac{dT}{T} - \frac{dp}{p} \right) = (c_v + AR) \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p} = c_p \frac{dT}{T} - AR \frac{dp}{p},$$

откуда:

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Итак, для определения изменения энтропии тела получены три общих формулы:

$$\left. \begin{aligned} S_2 - S_1 &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \\ S_2 - S_1 &= c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} \\ S_2 - S_1 &= c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

Нало заметить, что эти формулы касаются изменения энтропии одного килограмма рабочего тела; для G кг изменение энтропии тела будет:

$$\Delta S_g = G \Delta S_1.$$

Выведенные формулы являются общими формулами, которые в частных случаях принимают более простой вид. Например, для процесса $p = \text{const}$ формула

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1}$$

преобразуется в формулу

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1},$$

так как при $p = \text{const}$ $p_2 = p_1$ и тогда:

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = \ln 1 = 0.$$

При выводе трех указанных формул теплоемкости c_p и c_v принимались за величины постоянные; это позволило упростить интегрирование. Ниже будет отмечено, как влияет переменная теплоемкость на изменение энтропии.

32. Определение изменения энтропии при переменной теплоемкости

При выводе формулы:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

было принято, что теплоемкость газа есть величина постоянная. В действительности теплоемкость газа есть величина переменная, являющаяся функцией температуры газа, так для двухатомных газов:

$$c_v = \frac{1}{m}(4,625 + 0,00106T) = a_v + bT.$$

Тогда уравнение

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}$$

примет вид:

$$dS = (a_v + bT) \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v},$$

откуда

$$S_2 - S_1 = a_v \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) + AR \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (57)$$

так как

$$c_p = \frac{1}{m}(6,615 + 0,00106T) = a_p + bT,$$

то формула изменения энтропии может быть написана так:

$$S_2 - S_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) - AR \ln \frac{p_2}{p_1},$$

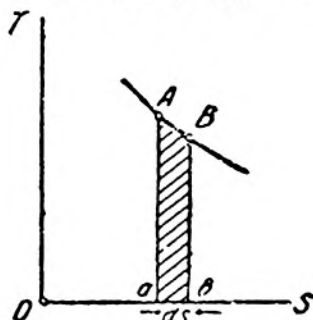
или:

$$S_2 - S_1 = (a_p + AR) \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) - AR \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

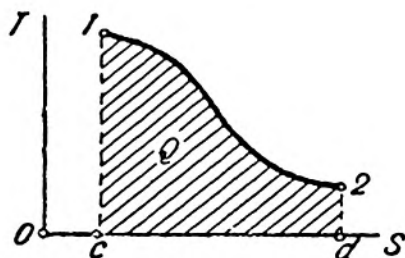
33. Энтروпийные или тепловые диаграммы

Диаграмма $T-S$

Как на одно из свойств энтропии указывалось, что энтропия тела зависит от его состояния и совершенно не зависит от процесса, коим тело приведено в рассматриваемое состояние. Таким образом каждому отдельному состоянию тела будет соответствовать вполне определенное значение энтропии. Тогда можно сделать обратное заключение, — что энтропия в свою очередь определяет состояние рабочего тела, т. е. энтропия может рассматриваться как некоторый параметр, как некоторая рабочая координата тела. Последнее позволит выбрать новую систему координат для изображения процессов и отдельных состояний рабочего тела. Эта система координат будет $T-S$, в которой по оси ординат откладывается абсолютная температура тела, а по оси абсцисс его энтропия. Каждой



Фиг. 119.



Фиг. 120.

точке системы координат $P-V$, имеющей параметры p и v , будет соответствовать вполне определенная точка в системе координат $T-S$, параметры которой определяются из уравнений $S = \varphi(p, v)$ и $T = f(p, v)$ по заданным значениям параметров p и v . Последнее позволяет сделать заключение, что и каждому графику системы $P-V$ будет соответствовать вполне определенный единственный график в системе $T-S$, так как график можно рассматривать как совокупность точек. Значение системы $T-S$ выявляется при рассмотрении уравнения $dS = \frac{dQ}{T}$, из которого имеем $dQ = dS \cdot T$, т. е. тепло, участвующее в элементарном процессе, равно произведению изменения энтропии тела на мгновенную температуру. Но это указывает на то, что элементарный тепловой поток в системе $T-S$ изображается площадью $aABb$ (фиг. 119), так как площадка $aABb$ в элементарном процессе может быть принята за прямоугольник, площадь которого равна $dS \cdot T$. Переходя от элементарного процесса к конечному, положим, к процессу $1-2$ (фиг. 120), заключаем, что площадь $c-1-2-d$ даст величину всего теплового потока, участвующего в процессе $1-2$, так как:

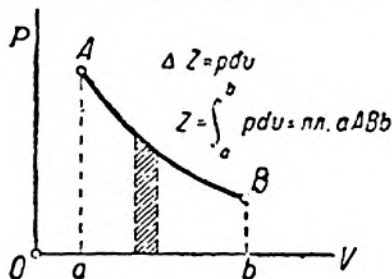
$$dQ = TdS$$

и

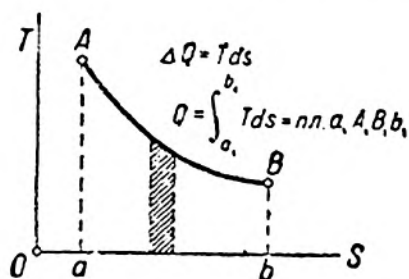
$$Q = \int_1^2 TdS.$$

Сравнивая системы координат $P-V$ и $T-S$ (фиг. 121 и 122), находим следующие их особенности и значения. В системе координат $P-V$ наглядно изображается внешняя работа, в системе же $T-S$ величина теплового потока.

Таким образом система $T-S$ дополняет систему $P-V$, графически изображая количество тепла, участвующее в процессе. В этом имеем ценное свойство системы $T-S$.



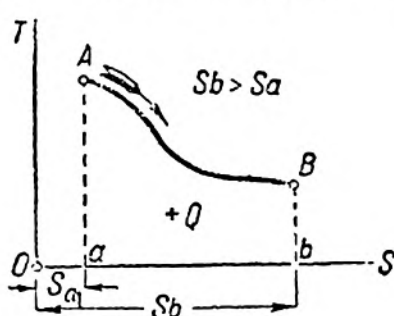
Фиг. 121.



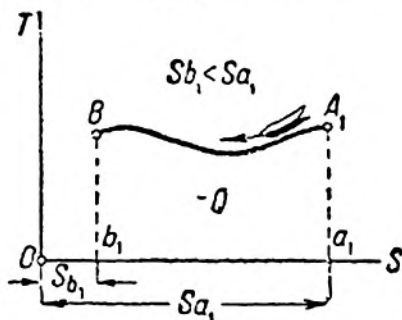
Фиг. 122.

Из уравнения $dS = \frac{dQ}{T}$ находим, что изменение энтропии будет положительно при положительном тепловом потоке, и обратно. Следовательно, если процесс в системе $T-S$ протекает так, что абсциссы S возрастают, то процесс совершается с притоком к рабочему телу тепла (фиг. 123). При уменьшении же абсцисс (фиг. 124) тепло в процессе от газа отводится.

Если перейдем к круговым процессам, то нетрудно доказать, что



Фиг. 123.



Фиг. 124.

площадь, заключенная внутри линии процесса, будет изображать тепло, полезно использованное в цикле (если цикл прямой). Действительно, пусть $A-1-B-2-A$ (фиг. 125) будет некоторый произвольный цикл, тогда по ветке $A-1-B$ тепло будет подводиться к рабочему телу ($S_1 > S_2$) и это тепло изобразится площадью $a1Bb$, по ветке же $B-2-A$ тепло отнимается от рабочего тела ($S_2 < S_1$) и изобразится оно площадью $bB2Aa$.

Следовательно, для всего цикла имеем:

$$\begin{aligned} \text{подводимое тепло} \dots Q_1 &= \text{пл. } a1Bb, \\ \text{отнимаемое тепло} \dots Q_2 &= \text{пл. } bB2Aa, \end{aligned}$$

тепло, полезно использованное:

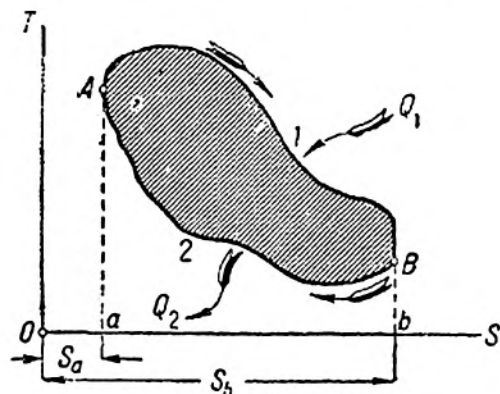
$$Q_1 - Q_2 = \text{пл. } aAIBb - \text{пл. } bB2Aa = \text{пл. } AIB2A.$$

Итак, тепло, полезно использованное в цикле, изображается в системе $T-S$ площадью, заключенной внутри замкнутой линии цикла.

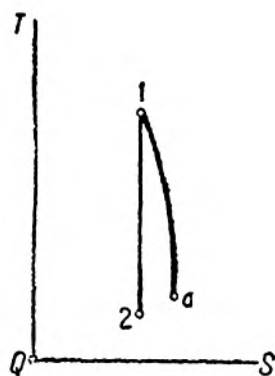
Тогда термический коэффициент полезного действия цикла будет равен отношению площадей $AIB2A$ и $aAIBb$:

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\text{пл. } AIB2A}{\text{пл. } aAIBb}.$$

Значение системы $T-S$ при изучении круговых процессов действительных машин особенно отмечается рельефно, если вспомнить, что диаграммы в системе $P-V$ получаются механически индикатором. Тогда, перенеся полученную диаграмму из системы $P-V$ в систему $T-S$, получим воз-



Фиг. 125.



Фиг. 126.

можность определить величину теплового потока, участвующего в цикле; по диаграмме $T-S$ можно будет также выяснить характер влияния стенок цилиндра на работу газа. Так, например, положим, что имеем линию расширения продуктов сгорания в двигателе Отто. В идеальном случае эта линия должна быть адиабата, т. е. линия без сообщения и отнятия тепла; в диаграмме $T-S$ эта линия будет вертикаль (так как $+\Delta Q$ соответствует $+\Delta S_1$ и $-\Delta Q$ соответствует $-\Delta S_1$, а следовательно, $\Delta Q = 0$ соответствует $\Delta S = 0$). Действительная же линия расширения газов в системе $T-S$ отклоняется вправо (фиг. 126), что указывает на приток к газу за этот период тепла ($\Delta S > 0$); последнее получается за счет отдачи тепла стенками цилиндра, а также возможного догорания топлива по линии расширения. Отдача тепла стенками газу происходит ввиду уменьшения температуры газа во время расширения.

34. Основные термодинамические процессы в системе координат

$T-S$

Нашей задачей будет выяснение графика и свойств отдельных термодинамических процессов в системе $T-S$.

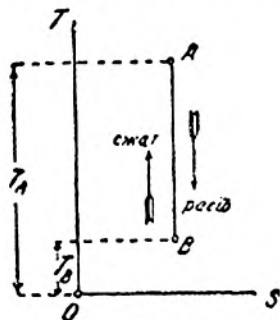
а) Адиабатический процесс ($Q = 0$)

График процесса в системе $T-S$ будет вертикальная прямая (фиг. 127), так как из уравнения $dS = \frac{dQ}{T}$ при $Q = 0$ имеем $dS = 0$, или $S = \text{const}$.

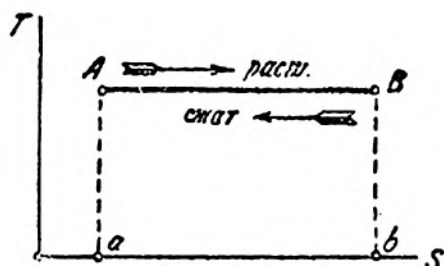
Нам необходимо выяснить направление процесса, т. е. как протекает процесс при расширении от A к B или обратно. Вспоминая, что при адиабатическом расширении температура рабочего тела уменьшается, заключаем, что процесс должен протекать от A к B , при сжатии же протекание процесса происходит снизу вверх, так как температуры при этом возрастают.

б) Изотермический процесс ($T = \text{const}$)

График изотермического процесса в системе $T-S$ будет горизонталь (фиг. 128), так как $T = \text{const}$. При этом течение графика слева направо



Фиг. 127.



Фиг. 128.

будет соответствовать изотермическому расширению, при котором dQ положительно, а следовательно, и dS — положительно.

Определим изменение энтропии в изотермическом процессе. Общие формулы изменения энтропии в этом случае примут более простой вид. Действительно, при $T = \text{const}$ формула:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

преобразуется в формулу:

$$S_2 - S_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

или, заменяя в ней

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

найдем другой вид формулы:

$$S_2 - S_1 = AR \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Эти же формулы можно вывести непосредственно из выражения:

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

которое при $T = \text{const}$ дает:

$$S_2 - S_1 = \int_A^B \frac{dQ}{T} = \frac{1}{T} \int_A^B dQ = \frac{Q}{T},$$

причем:

$$Q = A\Delta L = Ap_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = ART \ln \frac{v_2}{v_1},$$

тогда:

$$S_2 - S_1 = \frac{Q}{T} = \frac{ART \ln \frac{v_2}{v_1}}{T} = AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Обратим внимание, что изотермы и адиабаты, изображавшиеся в системе $P-V$ гиперболическими линиями, в системе $T-S$ будут горизонтальные и вертикальные прямые.

в) Процесс $p = \text{const}$

Чтобы выяснить график процесса в системе $T-S$, необходимо выявить зависимость координат S и T .

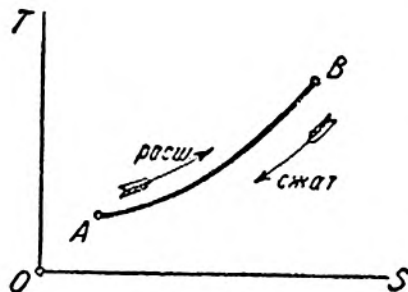
$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1},$$

для $p = \text{const} (p_2 = p_1)$;

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = 0,$$

формула примет вид:

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1},$$



Фиг. 129.

последнее указывает, что график процесса $p = \text{const}$ будет некоторая логарифмическая кривая вида AB (фиг. 129), причем, так как при расширении газа в процессе $p = \text{const}$ температуры его возрастают, то течение процесса от A к B соответствует расширению газа, а от B к A — сжатию газа.

Формулу

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$$

можно вывести непосредственно из уравнения:

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

в котором

$$dQ = c_p dT,$$

тогда:

$$dS = \frac{c_p dT}{T} = c_p \frac{dT}{T}$$

и

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Формула изменения энтропии при переменной теплоемкости определяется следующим образом:

$$c_p = a_p + bT;$$

$$dQ = c_p dT = (a_p + bT) dT;$$

$$dS = \frac{dQ}{T} = c_p \frac{dT}{T} = a_p \frac{dT}{T} + b dT,$$

откуда:

$$S_2 - S_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1).$$

2) Процесс при постоянном объеме

Формулу изменения энтропии находим или из общего уравнения, полагая в нем $v = \text{const}$, или из уравнения:

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

$$\text{a) } S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1},$$

при

$$v_2 = v_1 \quad S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1};$$

$$\text{b) } dS = \frac{dQ}{T}; \quad dQ = c_v dT;$$

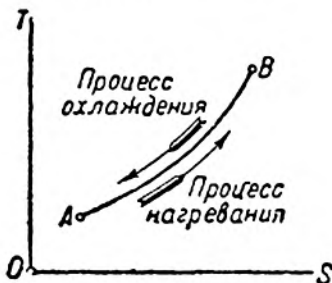
тогда:

$$dS = c_v \frac{dT}{T}$$

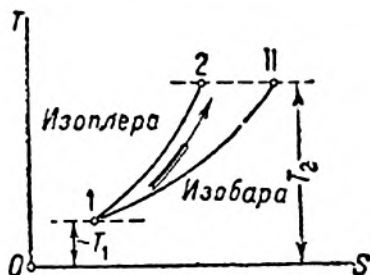
и

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

График процесса $v = \text{const}$ так же, как и $p = \text{const}$, будет некоторая



Фиг. 130.



Фиг. 131.

логарифмическая линия AB (фиг. 130). Так как $c_p > c_v$, то в системе $T-S$ изоплера будет круче изобары (фиг. 131).

Изобара:

$$S_I - S_{II} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1};$$

изоплера:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1};$$

откуда:

$$\frac{\Delta S_{\text{изоб}}}{\Delta S_{\text{изот}}} = \frac{c_p}{c_v} = k.$$

При переменной теплоемкости изменение энтропии в процессе $v = \text{const}$ определится по формуле

$$S_2 - S_1 = a_v \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1),$$

которая получается из общей формулы, полагая в ней $v_2 = v_1$.

д) *Политропический процесс* ($pv^n = \text{const}$).

Для политропического процесса формулу изменения энтропии можно получить из общего уравнения:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1},$$

для чего заменим отношение $\frac{v_2}{v_1}$ отношением температур, пользуясь формулами соотношения политропического процесса:

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{n-1}}$$

Тогда:

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{1}{n-1}} = \\ &= c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + \frac{AR}{n-1} \ln \frac{T_1}{T_2} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} - \frac{AR}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1} = \\ &= \left(c_v - \frac{AR}{n-1}\right) \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \left[1 - \frac{AR}{c_v(n-1)}\right] \ln \frac{T_2}{T_1}; \end{aligned}$$

но

$$\frac{AR}{c_v} = k - 1 \quad (\text{из соотношения } \frac{c_p}{c_v} = k),$$

поэтому:

$$S_2 - S_1 = c_v \left(1 - \frac{k-1}{n-1}\right) \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Итак:

$$S_2 - S_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Эту формулу можно вывести непосредственно из уравнения $dS = \frac{dQ}{T}$, подставляя в нее значение dQ для политропического процесса:

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Но

$$dQ = c_v \frac{n-k}{n-1} dT; \quad (\text{см. формулу 45}),$$

тогда:

$$dS = c_v \frac{n-k}{n-1} \cdot \frac{dT}{T},$$

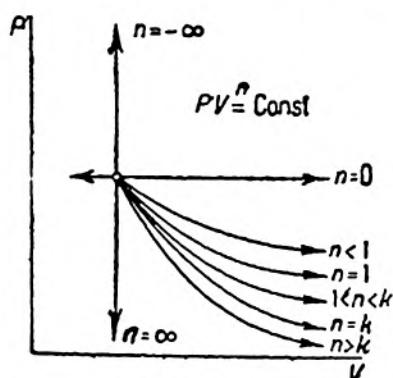
Название процесса	Ф-лы ΔS при $c = \text{const}$	Ф-лы ΔS при $c \neq \text{const}$
Общие ф-лы	$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}$ $S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1}$ $S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}$	$S_2 - S_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) + AR \ln \frac{v_2}{v_1}$ $S_2 - S_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) - AR \ln \frac{p_2}{p_1}$
$v = \text{const}$	$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1}$	$S_2 - S_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1)$
$p = \text{const}$	$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}$	$S_2 - S_1 = a_p \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1)$
$T = \text{const}$	$S_2 - S_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} = AR \ln \frac{p_1}{p_2}$	$S_2 - S_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}$
Адиабатич.	$S_2 - S_1 = 0$	$S_2 - S_1 = 0$
Политропич.	$S_2 - S_1 = c_p \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}$	

откуда:

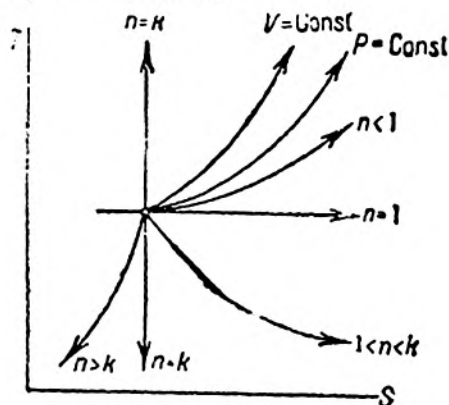
$$S_2 - S_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Таким образом в общем виде в системе $T-S$ политропы будут некоторые логарифмические линии.

В заключение отметим общее расположение кривых всех термодинамических процессов, как в системе $P-V$, так и в системе $T-S$.



Фиг. 132.



Фиг. 133.

На фиг. 132 и 133 даны графики основных термодинамических процессов в системе координат $P-V$ и в системе $T-S$.

35. Перенос графиков из системы $P-V$ в систему $T-S$

Пусть требуется перенести из системы $P-V$ в систему $T-S$ график AB (фиг. 134). Возьмем на линии AB ряд произвольных точек $1, 2, 3, \dots, n-1, n$, причем для каждой точки из диаграммы получим координаты $p_1 v_1, p_2 v_2, \dots, p_n v_n$. Пользуясь характеристическим уравнением, определим температуры отмеченных точек:

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}, \quad T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} \dots T_n = \frac{p_n v_n}{R}.$$

Определив температуры T_1, T_2, \dots, T_n , наносим в системе $T-S$ ряд изотерм, соответствующих этим температурам (фиг. 135).

На изотерме T_n берем произвольную точку A_1 , так как абсолютное значение энтропии тела определить нельзя.

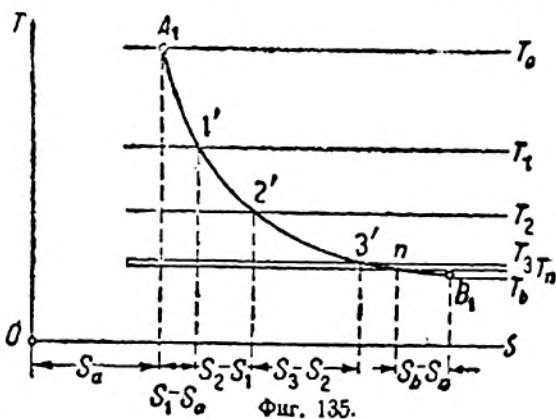
Дальше по выведенным формулам изменения энтропии определяем приращение энтропии для каждого интервала процесса.

Так:	интервал $A-1$	$S_1 - S_A = c_v \ln \frac{T_1}{T_A} + AR \ln \frac{v_1}{v_A};$
	» $1-2$	$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1};$
	» \dots	$S_3 - S_2 = c_v \ln \frac{T_3}{T_2} + AR \ln \frac{v_3}{v_2};$
	» \dots	$\dots \dots \dots$
	» $n-B$	$S_B - S_n = c_v \ln \frac{T_B}{T_n} + AR \ln \frac{v_B}{v_n}.$

Откладывая, как показано на чертеже, по оси абсцисс величины $S_1 - S_2$, $S_2 - S_1, \dots, S_B - S_n$, найдем на оси ряд точек; восстанавливая из них перпендикуляры, найдем в пересечении этих перпендикуляров с соответствующими изотермами точки $1', 2', 3', \dots, n', B'$. Соединяя эти точки, получим искомый график $A'B'$.

Помимо отмеченного способа, имеется графический способ переноса графика из системы $P-V$ в систему $T-S$.

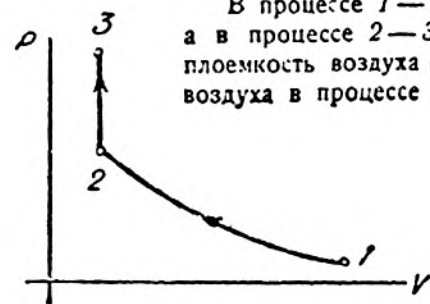
Пример 48. 0,4 кг воздуха расширяются политропически. Показатель политропы $n = 1,3$. При расширении температура воздуха уменьшается от $t_1 = 127^\circ$ до $t_2 = 27^\circ$. Теплоемкость воздуха $c_p = 0,17$. Определить изменение энтропии воздуха.



$S_2 - S_1 = G \cdot c_p \cdot \frac{n - k}{n - 1} \ln \frac{T_2}{T_1} = 2,303 \cdot 0,4 \cdot 0,17 \cdot \frac{1,3 - 1,4}{1,3 - 1} \cdot \lg \frac{300}{400} = 0,0062$ ед. энтропии.

Пример 49. 1 кг воздуха сперва сжимается адиабатически, процесс $1-2$, а после этого осуществляется процесс $v = \text{const}$ (фиг. 136).

В процессе $1-2$ объем воздуха уменьшается в 6 раз, а в процессе $2-3$ давление увеличивается в 1,5 раза. Теплоемкость воздуха $c_p = 0,19$. Определить изменение энтропии воздуха в процессе $1-2-3$.



Фиг. 136.

$$\Delta S = \Delta S_{1-2} + \Delta S_{2-3}.$$

Изменение энтропии в процессе $1-2$ (адиабатическом) будет равно нулю. Изменение энтропии в процессе $2-3$ определится по формуле:

$$\Delta S_{2-3} = c_p \ln \frac{T_3}{T_2} = c_p \ln \frac{p_3}{p_2} = 2,303 \cdot 0,19 \cdot \lg 1,5 = 0,08 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}}.$$

Тогда:

$$\Delta S = \Delta S_{1-2} + \Delta S_{2-3} = 0,08 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}}.$$

Пример 50. Смешиваются две порции воздуха. Объем первой порции $V_1 = 0,5 \text{ м}^3$, вес $G_1 = 3 \text{ кг}$, температура $t_1 = 27^\circ \text{ Ц}$.

Объем второй порции $V_2 = 1 \text{ м}^3$, вес $G_2 = 5 \text{ кг}$, температура $t_2 = 57^\circ \text{ Ц}$. Теплоемкость воздуха $c_p = 0,17$. Определить изменение энтропии воздуха при смешении.

Объем смеси:

$$V = V_1 + V_2 = 1,5 \text{ м}^3.$$

Определяем температуру смеси по формуле:

$$T = \frac{p_1 v_1 + p_2 v_2}{\frac{p_1 v_1}{T_1} + \frac{p_2 v_2}{T_2}} = \frac{G_1 R T_1 + G_2 R T_2}{G_1 R + G_2 R} = \frac{G_1 T_1 + G_2 T_2}{G_1 + G_2} = \frac{3 \cdot 300 + 5 \cdot 330}{8 + 5} = 319^\circ.$$

Изменение энтропии будет равно:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2,$$

где ΔS_1 — изменение энтропии первой порции воздуха,

ΔS_2 — » » » второй » »

При смешении происходит следующее изменение параметров воздуха:

1-я порция: начальные параметры $t_1, V_1,$

конечные » t и $V;$

2-я порция: начальные параметры t_2 и $V_2,$

конечные » t и $V;$

поэтому:

$$\begin{aligned} \Delta S_1 &= G_1 \left(c_v \ln \frac{T}{T_1} + AR \ln \frac{V}{V_1} \right) = \\ &= 3 \cdot 2,303 \cdot \left(0,17 \lg \frac{319}{300} + \frac{1}{427} 29,27 \cdot \lg \frac{1,5}{0,5} \right) = 0,23; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta S_2 &= G_2 \left(c_v \ln \frac{T}{T_2} + AR \ln \frac{V}{V_2} \right) = \\ &= 5 \cdot 2,303 \cdot \left(0,17 \cdot \lg \frac{319}{330} + \frac{1}{427} 29,27 \cdot \lg \frac{1,5}{1} \right) = 0,092. \end{aligned}$$

Тогда:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = 0,23 + 0,092 = 0,322 \text{ ед. энтропии.}$$

Пример 51. Доказать, что правая часть формулы:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1}$$

для адиабатического процесса равняется нулю:

В адиабатическом процессе:

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

поэтому:

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= c_v \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v (k-1) \ln \frac{v_1}{v_2} - AR \ln \frac{v_1}{v_2} = \\ &= kc_v \ln \frac{v_1}{v_2} - c_v \ln \frac{v_1}{v_2} - AR \ln \frac{v_1}{v_2} = c_p \ln \frac{v_1}{v_2} - (c_v + AR) \ln \frac{v_1}{v_2} = \\ &= c_p \ln \frac{v_1}{v_2} - c_p \ln \frac{v_1}{v_2} = 0. \end{aligned}$$

Пример 52. 3 кг азота нагреваются при $v = \text{const}$; температура азота при нагревании увеличивается с $t_1 = 27^\circ$ до $t_2 = 227^\circ$. Теплоемкость c_v азота определяется формулой:

$$c_v = \frac{1}{m} (4,625 + 0,00106 T).$$

Определить изменение энтропии азота

$$\Delta S = \left[a \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + b(T_2 - T_1) \right] G =$$

$$= 3 \left[\frac{4,625}{28} \cdot 2,303 \cdot \lg \frac{500}{300} + \frac{0,00106}{28} \cdot (500 - 300) \right] = 0,25 \text{ ед. энтропии.}$$

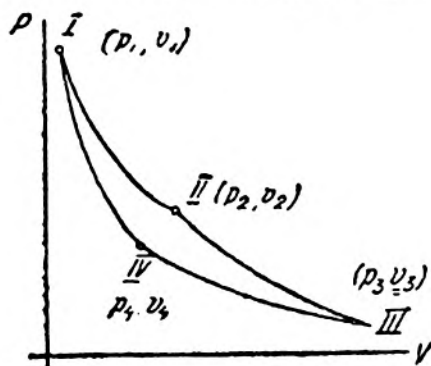
Пример 53. Цикл Карно, данный на фиг. 137, перенести в систему координат $T-S$. Считать, что все координаты точек цикла Карно (фиг. 137) даны в масштабе.

Цикл Карно описывается с 0,5 кг воздуха.

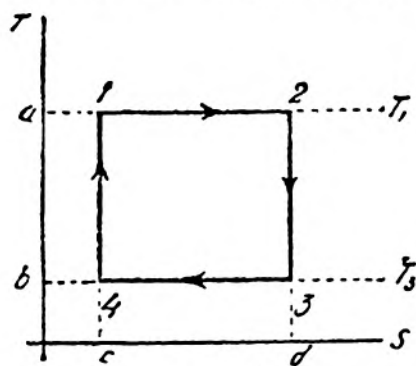
Определяем температуры T_I и T_{III} :

$$T_I = \frac{p_I V_I}{GR}; \quad T_{III} = \frac{p_{III} V_{III}}{GR}.$$

В выбранном масштабе откладываем температуры T_I и T_{III} по оси ординат системы $T-S$ (фиг. 138) и через полученные точки a и b проводим изотермы температур T_1 и T_2 . На изотерме температуры T_1 берем



Фиг. 137.



Фиг. 138.

произвольную точку I ; тогда $I-2$ будет изотермическое расширение и крайняя точка 2 определится формулой:

$$S_2 - S_1 = 2,303 GAR \cdot \lg \frac{V_2}{V_1}.$$

Из точки 2 проводим адиабату $2-3$ (вертикаль) до пересечения с изотермой температуры T_2 . Точка 4 изотермы сжатия $3-4$ определится формулой:

$$S_4 - S_3 = 0,2303 AR \cdot \lg \frac{V_4}{V_3}.$$

Из точки 4 проводим адиабату сжатия $4-I$ (вертикаль). Вертикаль должна пройти через точку I , так как было доказано, что в цикле Карно

$$\frac{V_3}{V_4} = \frac{V_2}{V_1},$$

а при этом

$$S_2 - S_1 = S_3 - S_4.$$

Нетрудно видеть, что термический к. п. д. цикла Карно будет определяться отношением отрезков $\frac{1-a}{1-c}$.

36. Возрастание энтропии изолированной системы

Предположим, что в замкнутой системе, состоящей из источников тепла, холодильников и рабочих тел, наряду с обратимыми процессами происходят естественные необратимые процессы.

Докажем, что при этих условиях энтропия всей системы должна непрерывно возрастать. Проследим изменение энтропии системы, если в ней протекает круговой необратимый процесс. Для такого процесса имеем:

$$\int \frac{dQ}{T} < 0,$$

или:

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} - (b) \int_2^1 \frac{dQ}{T} < 0,$$

откуда:

$$(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T} < (b) \int_2^1 \frac{dQ}{T}.$$

Изменение энтропии системы будет равно сумме изменений энтропии всех элементов, составляющих систему, т. е. источников и рабочего тела. Приращение энтропии рабочего тела в круговом процессе, как функции состояния тела, будет равно нулю. Поэтому изменение энтропии системы в данном случае будет равно изменению энтропии источника тепла и холодильника.

Интеграл $(a) \int_1^2 \frac{dQ}{T}$ отмечает уменьшение энтропии источника, так как по ветке (a) рабочее тело получает от источника тепло, поэтому для источника это тепло будет отрицательно. Интеграл $(b) \int_2^1 \frac{dQ}{T}$ будет давать величину увеличения энтропии холодильника, так как по ветке (b) тепло от рабочего тела отдается холодильнику, для которого оно будет положительно. Но так как $(b) \int_2^1 \frac{dQ}{T} > (a) \int_1^2 \frac{dQ}{T}$, то заключаем, что убыль энтропии источника будет меньше приращения энтропии холодильника,

а потому, рассматривая всю систему в совокупности, находим, что при протекании необратимого кругового процесса энтропия системы возрастает.

Рассмотрим еще один случай протекания тепла от горячего тела к холодильнику и докажем, что энтропия системы, состоящей из этих тел, тоже будет возрастать.

Пусть горячее тело, имеющее температуру T_1 , передает холодному телу с температурой T_2 тепло Q , причем $T_1 > T_2$.

Тогда уменьшение энтропии горячего тела будет $\frac{Q}{T_1}$, возрастание же энтропии холодного тела будет $\frac{Q}{T_2}$; но так как $T_2 < T_1$, то $\frac{Q}{T_2} > \frac{Q}{T_1}$, а поэтому энтропия всей системы опять увеличивается. Последний рассмотренный случай имеет особое значение, как случай протекания естественных процессов. Итак, энтропия системы при протекании в ней необратимых процессов непрерывно возрастает. Докажем, что с увеличением энтропии системы уменьшается ее работоспособность.

Остановимся на последнем случае. Пусть наименьшая температура в системе будет T_a , тогда возможное использование тепла Q_1 до перетекания его с тела температуры T_1 на тело температуры T_2 будет (по циклу Карно):

$$L_1 = 427 (Q_1 - Q_2), \text{ но } Q_1 - Q_2 = Q_1 \frac{T_1 - T_a}{T_1}$$

и тогда возможная работоспособность системы будет:

$$L = 427 Q_1 \left(1 - \frac{T_a}{T_1}\right).$$

После же перетекания тепла разность температур, между которыми возможно будет создать цикл Карно, уменьшится и будет не $T_1 - T_a$, а $T_2 - T_a$.

При этих условиях работоспособность системы будет:

$$L_1 = 427 (Q_1 - Q_2) = 427 Q_1 \frac{T_2 - T_a}{T_2} = 427 Q_1 \left(1 - \frac{T_a}{T_2}\right).$$

Так как $T_1 > T_2$, то работоспособность системы до перетекания тепла Q_1 с высшего температурного уровня на низший будет больше, чем после перетекания. Уменьшение возможной работоспособности системы будет равно:

$$\begin{aligned} \Delta L = L_1 - L_2 &= 427 Q_1 \left(1 - \frac{T_a}{T_1}\right) - 427 Q_1 \left(1 - \frac{T_a}{T_2}\right) = \\ &= 427 Q_1 \left(\frac{T_a}{T_2} - \frac{T_a}{T_1}\right) = 427 T_a Q_1 \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right). \end{aligned}$$

Возрастание же энтропии системы при этом, как отмечалось выше, будет:

$$\frac{Q_1}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} = Q_1 \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right).$$

Сравнивая возрастание энтропии системы с выражением уменьшения работоспособности системы, находим, что уменьшение работоспособности (обесценение энергии) равно произведению наименьшей температуры системы на увеличение ее энтропии в рассматриваемом процессе. Последнее указывает на то, что все процессы, протекание которых вызывает возрастание энтропии, одновременно обесценивают энергию системы. К этим процессам относятся все наблюдаемые нами естественные процессы обмена тепла и вообще все возможные естественные процессы.

Если к этому добавить, что все виды энергии легко переходят в тепловую энергию, которая в свою очередь стремится равномерно распределиться между телами, составляющими систему, т. е. постепенно с высокого температурного потенциала перейти на низший, то можно сделать заключение: энтропия конечной изолированной системы, обладающей некоторым запасом энергии, с течением времени стремится к максимуму, а возможное использование энергии системы — к нулю.

37. Различные формулировки первого и второго законов термодинамики

а) Первый закон термодинамики.

Смысл первого и второго законов термодинамики можно выразить разнообразно; поэтому встречаются различные формулировки обоих законов, которые освещают различные стороны и особенности одного и того же явления.

Различные формулировки первого закона термодинамики, отмечающего количественную зависимость при переходе одного вида энергии в другой, следующие:

1. Энергия изолированной системы постоянна: она не создается и не уничтожается, — закон сохранения энергии.

2. Тепловая энергия может превращаться в механическую и обратно, причем при переходе единице тепловой энергии соответствует вполне определенное количество единиц механической энергии. Одна большая калория тепла при переходе дает 427 килограмметров работы — закон эквивалентности.

3. Осуществление *perpetuum mobile* первого рода невозможно, т. е. невозможно построить машину, непрерывно дающую работу без затраты на нее энергии.

4. При обратимых изменениях состояния тела сообщаемая теплота расходуется на изменение внутренней энергии тела и на производство внешней работы.

5. Дифференциал внутренней энергии есть полный дифференциал.

б) Второй закон термодинамики

1. Теплота не может переходить от холодного тела к тепловому даровым процессом, без затраты работы, — постулат Клаузиуса.

2. Коэффициенты полезного действия всех совершенных обратимых машин, работающих между одинаковыми пределами температур, одинаковы; они не зависят от природы работающего тела и определяются предельными температурами, между которыми работает машина (Карно).

3. Невозможно построить периодически действующую машину, которая не производит ничего другого, кроме работы и охлаждения источника теплоты (Планк).

4. Осуществление *perpetuum mobile* второго рода невозможно (Оствальд).

Последнее отмечает то, что если, кроме источника тепла, не имеется холодильника, т. е. нет перепада температур, то использовать тепловую энергию и перевести ее в работу невозможно.

5. Энтропия изолированной системы стремится к максимуму (Клаузиус).
 6. Энергия изолированной системы постепенно деградирует (Томсон и Рейкин). Деградация энергии системы заключается в уменьшении ее работоспособности.

7. Дифференциал энтропии есть полный дифференциал.

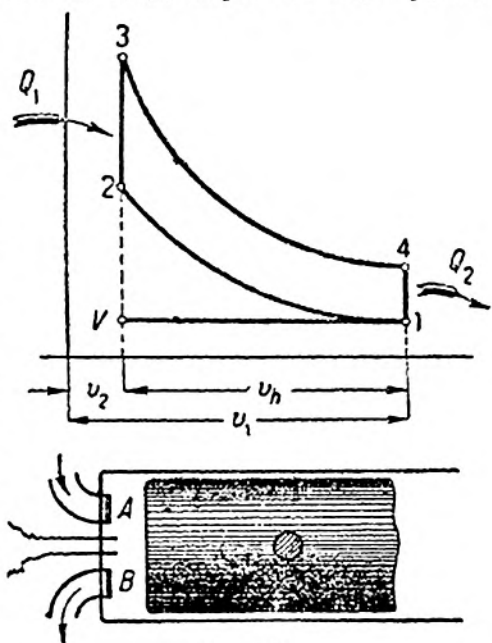
8. Для обратимых циклов $\int \frac{dQ}{T} = 0$.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

38. Теоретические циклы двигателей внутреннего сгорания

В теоретических, идеальных циклах схематизируются сложные явления превращения тепла в работу, протекающие в цилиндрах машин, и рассматриваются только главные возможные процессы в простейшей их форме. При этом не принимаются во внимание второстепенные и побочные явления, которыми сопутствуются основные процессы и которые вызываются не термодинамическими требованиями, а влиянием на предполагаемые главные процессы действительных реальных условий. Получаемые при таком рассмотрении циклы учитывают только процессы, которые должны бы протекать в машине при отсутствии каких-либо отрицательных влияний на них со стороны машины в целом. Теоретические циклы, отмечая максимальное возможное превращение тепла в работу при разбираемых условиях и схематизируя действительные явления, позволяют изучить эти явления в основном, отмечая при этом главные факторы, влияющие на экономику этих явлений. В указанном заключается значение теоретических циклов.

Данная характеристика теоретических циклов касается как идеальных циклов паровых машин, так и циклов двигателей внутреннего сгорания.



Фиг. 139.

39. Цикл Отто

Теоретический цикл двигателя Отто дан на фиг. 139. Отношение начального объема v_1 к объему v_2 называется степенью сжатия и обозначается через ϵ , отношение давления p_3 к давлению p_2 обозначается через λ .
 Описание цикла Отто совершается следующим образом.

При ходе поршня вперед, от левого мертвого положения к правому, механизм открывает всасывающий клапан A и в цилиндр при давлении, близком к атмосферному, засасывается смесь горючего с воздухом. Горючим может быть какой-либо горючий газ, например, силовой, светильный или другой, или пары жидкого топлива. Линия всасывания может быть, как линия постоянного давления, представлена горизонталью $0-1$.

При обратном ходе поршня механизм закрывает всасывающий клапан и засосанная при первом ходе поршня горючая смесь адиабатически сжимается. Линия сжатия будет кривая $1-2$. При левом мертвом положении поршня сжатая горючая смесь особым запальником воспламеняется и мгновенно сгорает. Процесс мгновенного сгорания изображается, как процесс $v = \text{const}$, линией $2-3$. За третий ход поршня продукты сгорания адиабатически расширяются, — линия $3-4$. В правом мертвом положении поршня механизмом открывается выхлопной клапан B , давление газов в цилиндре при этом сразу уменьшается, линия $4-1$. За четвертый обратный ход поршня продукты сгорания через открытый клапан вытесняются в атмосферу процесс выхлопа изображается линией $1-0$.

Двигатели, в которых цикл описывается за четыре хода поршня или за два оборота вала, называются четырехтактными.

При исследовании цикла процессы всасывания в цилиндр горючего и выхлоп газов во внимание не принимаются.

Определение термического коэффициента полезного действия цикла.

Коэффициент полезного действия цикла определяется по формуле.

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1},$$

где Q_1 — тепло, подводимое к газу за цикл, Q_2 — тепло, отнимаемое, а $Q_1 - Q_2$ — теплота, использованная и переведенная в работу.

В цикле Отто за процесс сгорания $2-3$ газами воспринимается теплота Q_1 , в процессе же $4-1$, при выхлопе газов, теряется теплота Q_2 , при этом:

$$Q_1 = c_v (T_3 - T_2)$$

и

$$Q_2 = c_v (T_4 - T_1).$$

Тогда:

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Для дальнейших преобразований выражения к. п. д. температуры T_3 , T_2 и T_4 представим функциями начальной температуры T_1 , для чего рассмотрим отдельные процессы, входящие в цикл.

1. Процесс адиабатического сжатия $1-2$:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\kappa-1} = \epsilon^{\kappa-1},$$

откуда:

$$T_2 = T_1 \epsilon^{\kappa-1}.$$

2. Процесс сгорания 2—3; $v = \text{const}$:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{\rho_3}{\rho_2} = \lambda; \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

3. Процесс адиабатического расширения 3—4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

откуда:

$$T_4 = \frac{T_3}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda.$$

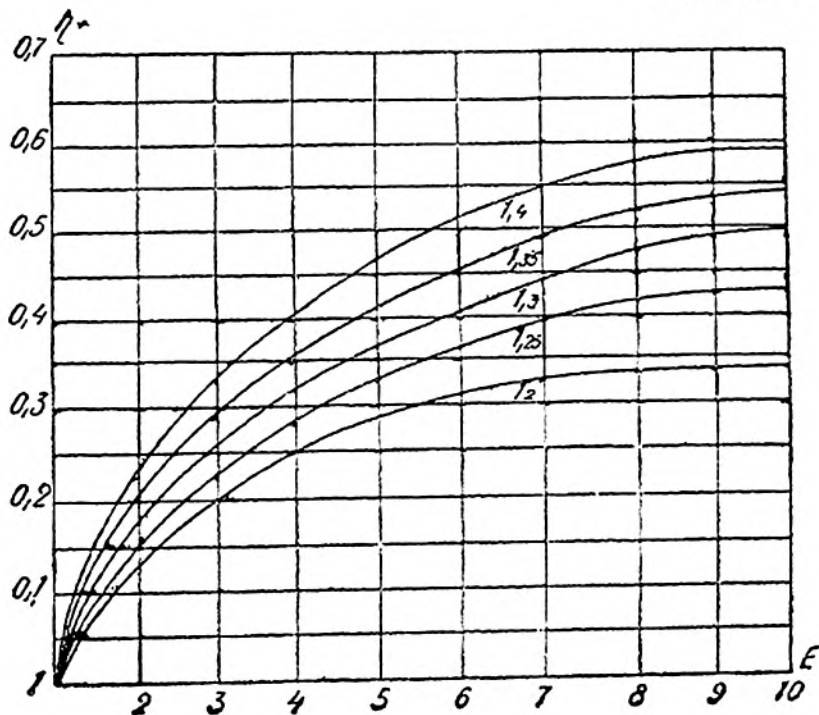
Подставим найденные значения температуры T_2 , T_3 и T_4 в выражение к. п. д.:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1(\lambda - 1)}{T_1 \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (58)$$

Формула (58) отмечает, что термический к. п. д. цикла Отто зависит от величины степени сжатия ε и показателя k , возрастая с их увеличением. В табл. 16 даны значения η_t при различных значениях k и ε . На диаграмме 1 даны кривые к. п. д. η_t .

Диаграмма 1



ϵ k	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5	6	7	8	9	10
1,20	0,13	0,17	0,20	0,22	0,24	0,26	0,25	0,30	0,32	0,34	0,36	0,37
1,25	0,16	0,21	0,20	0,28	0,29	0,31	0,33	0,36	0,39	0,41	0,42	0,44
1,30	0,19	0,24	0,28	0,31	0,34	0,36	0,38	0,42	0,41	0,46	0,48	0,50
1,35	0,22	0,27	0,32	0,35	0,38	0,41	0,43	0,47	0,49	0,52	0,54	0,55
1,40	0,25	0,31	0,36	0,40	0,43	0,46	0,48	0,52	0,55	0,57	0,59	0,61

Кривые η_c отмечают значительное увеличение η_c при начальном увеличении степени сжатия и медленное увеличение η_c при значениях ϵ , близких к десяти. С увеличением ϵ возрастают механические потери в машине, т. е. уменьшается механический к. п. д. Наиболее выгодная степень сжатия определяется учетом обоих явлений, т. е. увеличением термического к. п. д. и уменьшением механического к. п. д. Кроме того, предел повышения степени сжатия в цикле Отто устанавливается температурой самовоспламенения горючей смеси, так как при сжатии температура смеси увеличивается и при значительных степенях сжатия эта температура может подняться до температуры самовоспламенения горючего; при этом произойдет преждевременная вспышка.

Допустимая степень сжатия для адиабатического процесса; при температуре самовоспламенения горючего T_2 определяется по формуле:

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

В этой формуле T_1 температура смеси перед сжатием.

В двигателях, работающих на легковоспламеняющихся топливах, допускаются меньшие степени сжатия. Допустимая степень сжатия зависит также и от качества горючей смеси. Чем меньше в смеси будет горючих частей, т. е. чем беднее будет смесь, тем выше температура ее воспламенения и тем большую степень сжатия возможно при этом допустить. Поэтому в двигателе Отто выгоднее работать с бедными смесями.

Выражение к. п. д.: $\eta_c = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$ позволяет заметить, что к. п. д. двигателя Отто не зависит от нагрузки двигателя, так как для всех нагрузок формула к. п. д. остается постоянной.

Действительная диаграмма двигателя Отто значительно отличается от теоретического цикла Отто. Процесс сгорания в двигателе протекает мгновенно, а поэтому линия сгорания имеет некоторый наклон, не являясь линией $v = \text{const}$. Процессы всасывания и выхлопа протекают при давлениях, отличных от атмосферного. Процессы же сжатия и расширения будут политропические, но не адиабатические. Значение показателя политроп сжатия и расширения зависит от целого ряда факторов, влияющих на теплообмен газа и стенок цилиндра двигателя. Показатель политропы расширения зависит также от процесса догорания горючего на линии расширения.

На фиг. 140 и 141 дан цикл Отто в системах координат $P-V$ и $T-S$.

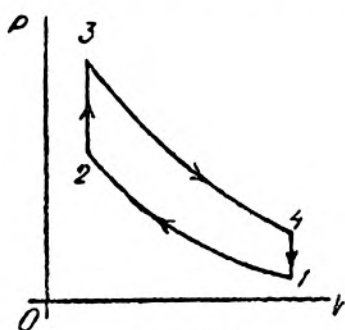
При построении цикла Отто в системе $T-S$ наносят на диаграмме изотерму начальной температуры T_1 , на которой выбирают произвольно точку I . Из точки I проводят адиабату сжатия $I-II$, — вертикаль, крайняя точка которой II определится температурой T_2 , равной:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} = T_1 \epsilon^{\kappa-1}.$$

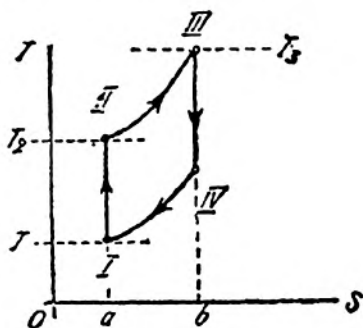
Из точки II строят логарифмическую кривую $II-III$ процесса $v = \text{const}$, точка III которой определяется температурой $T_3 = T_1 \epsilon^{\kappa-1} \lambda$.

Из точки III проводят адиабату расширения $III-IV$, точка IV которой есть точка пересечения адиабаты $III-IV$ с логарифмической кривой, проведенной из точки I .

Площадь $a-II-III-b$ изображает теплоту Q_1 , подводенную к газу в цикле Отто за процесс $II-III$. Площадь $a-I-IV-b$ дает теплоту Q_2 , потерянную в процессе $IV-I$. Площадь $I-II-III-IV$ изображает теплоту, полезно использованную. Отношение площади $I-II-III-IV$ к площади $a-II-III-b$ дает величину термического к. п. д.



Фиг. 140.



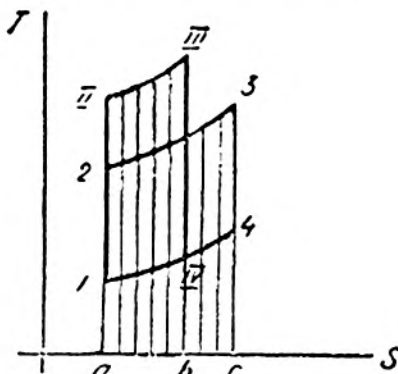
Фиг. 141.

Пользуясь диаграммами $T-S$, легко подтвердить, что теплота в цикле Отто с увеличением степени сжатия используется более совершенно. Пусть в циклах $I-2-3-4$ и $I-II-III-IV$ (фиг. 142), протекающих при различных степенях сжатия, к газу подводится одинаковое количество тепла Q_1 , которое изображается площадями $I-II-III-IV$ и $I-2-3-4$, между собою равными. Тогда нетрудно видеть, что в цикле $I-II-III-IV$ теплота используется более совершенно, чем в цикле $I-2-3-4$, протекающем с меньшей степенью сжатия, так как во втором цикле большая потеря тепла, чем в первом, ибо площадь $a-I-4-c$ больше площади $a-I-IV-b$. На фиг. 143 и 144 дан цикл Отто в логарифмических координатах $\lg P - \lg V$ и $\lg T - \lg V$.

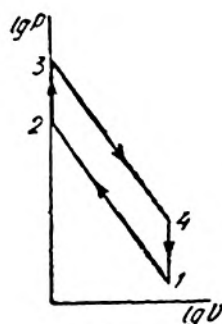
40. Цикл Дизеля

Как выше отмечалось, с увеличением степени сжатия цикл Отто становится экономичнее, но в двигателе Отто повышению степени сжатия устанавливается предел температурой самовоспламенения горючего. В отмеченном

имеется отрицательная особенность двигателя Отто, в котором в процессе сжатия участвует горючее, допускающее вполне определенное ограниченное сжатие, так как иначе может создаться преждевременная вспышка. Степень сжатия может быть выбрана значительно большей, если сжимать



Фиг. 142.

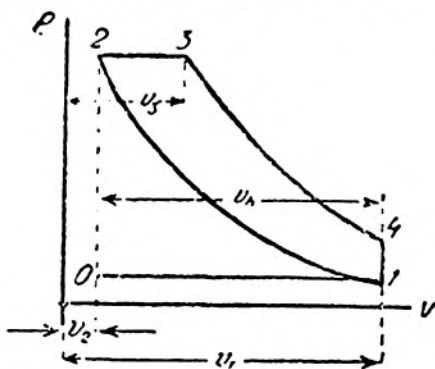


Фиг. 143.

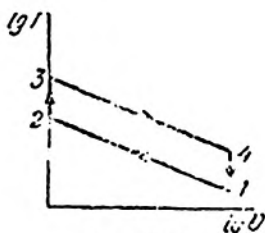
один воздух, а топливо вводить в цилиндр после сжатия. В двигателе Дизеля применяется отмеченное разделение горючего и воздуха при сжатии.

Теоретический цикл Дизеля дан на фиг. 145. Отношение объема v_1 к объему v_2 , так же, как и в цикле Отто, обозначается через ϵ и называется степенью сжатия. Отношение объема v_3 к объему v_2 обозначается через ρ и называется степенью предварительного расширения.

Описание цикла Дизеля совершается следующим образом. При ходе поршня вперед, от левого мертвого положения к правому, механизм открыв-



Фиг. 145.



Фиг. 141.

ает всасывающий клапан А и в цилиндр при давлении, близком к атмосферному, засасывается воздух. Линия всасывания будет 0—1. При обратном ходе поршня всасывающий клапан механизмом закрывается и засосанный при первом ходе поршня воздух адиабатически сжимается. Линия сжатия

будет 1—2. В двигателе Дизеля степень сжатия $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$ выбирается настолько большой, что конечная температура воздуха после сжатия должна значительно превышать температуру самовоспламенения топлива. Адиабатическое сжатие воздуха заканчивается при левом мертвом положении поршня. В этот момент механизм включает форсунку, через которую в двигатель, в среду сжатого до давления 35—40 ат воздуха, в мелкораспыленном виде вдувается топливо. Вдувание нефти производится сжатым воздухом, давления 50—60 ат. Сжатый воздух, распыливающий нефть, заготавливается воздушным насосом, называемым компрессором.

Топливо, попадая в цилиндр в мелкораспыленном виде, перемешивается в нем с заполняющим его сжатым воздухом, имеющим температуру, большую температуры ее самовоспламенения. Поэтому, попадая в цилиндр, топливо воспламеняется. Процесс сгорания топлива зависит от характера ее ввода в цилиндр двигателя. В двигателе Дизеля ввод топлива осуществляется таким образом, что процесс сгорания протекает при постоянном давлении. На фиг. 145 линия сгорания—2—3. В точке 3 действие форсунки механизмом прекращается, после чего наступает процесс адиабатического расширения газов,— линия 3—4. В точке 4 при правом мертвом положении поршня открывается выхлопной клапан В, при этом давление газов в цилиндре падает,— процесс 4—1, и, наконец, за обратный ход поршня газы удаляются из цилиндра в атмосферу, линия—1—0.

Газы воспринимают тепло в цикле Дизеля в процессе 2—3 при $p = \text{const}$, а теряют тепло в процессе 4—1 при $v = \text{const}$.

Определение термического к. п. д. η_t :

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_3}{Q_1}.$$

Для цикла Дизеля:

$$Q_1 = c_p (T_3 - T_2) \text{ и } Q_3 = c_v (T_4 - T_1).$$

Тогда:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{\kappa (T_3 - T_2)}.$$

Так же, как и в цикле Отто, представим температуры T_2 , T_3 и T_4 функциями начальной температуры T_1 .

1. Адиабатическое сжатие, процесс 1—2:

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

2. Процесс $p = \text{const}$, линия 2—3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho; \quad T_3 = T_2 \rho = T_1 \epsilon^{\kappa-1} \rho.$$

3. Процесс адиабатического расширения, линия 3—4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\kappa-1} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{\kappa-1}.$$

Значение отношения $\frac{v_2}{v_1}$ определяется почленным делением равенств:

$$\frac{v_1}{v_2} = \varepsilon \text{ и } \frac{v_2}{v_3} = \rho;$$

тогда:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\rho}{\varepsilon} \text{ и } \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_1}\right)^{\kappa-1} = \frac{\rho^{\kappa-1}}{\varepsilon^{\kappa-1}},$$

откуда:

$$T_4 = T_3 \frac{\rho^{\kappa-1}}{\varepsilon^{\kappa-1}} = \frac{T_1 \varepsilon^{\kappa-1} \rho \cdot \rho^{\kappa-1}}{\varepsilon^{\kappa-1}} = T_1 \rho^{\kappa}.$$

Делая подстановку значений температур T_2 , T_3 и T_4 в формулу к. п. д., найдем:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1 \rho^{\kappa} - T_1}{k(T_1 \varepsilon^{\kappa-1} \rho - T_1 \varepsilon^{\kappa-1})} = 1 - \frac{\rho^{\kappa} - 1}{k \varepsilon^{\kappa-1} (\rho - 1)};$$

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^{\kappa} - 1}{k \varepsilon^{\kappa-1} (\rho - 1)}. \quad (59)$$

Выведенная формула к. п. д. отмечает, что термический к. п. д. цикла Дизеля увеличивается с возрастанием степени сжатия ε и уменьшается с увеличением степени предварительного расширения ρ . Величина ρ является прямой функцией нагрузки двигателя, так как большей нагрузке соответствует большая порция топлива, а следовательно, при этом $\rho = \frac{v_3}{v_2}$ возрастает.

Таким образом при больших степенях сжатия происходит более совершенное использование в цикле тепла, а с увеличением нагрузки уменьшается экономичность цикла. При одинаковых степенях сжатия цикл Отто является экономичнее цикла Дизеля, так как

$$\eta_{t \text{ Отто}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}; \quad \eta_{t \text{ Дизеля}} = 1 - \frac{\rho^{\kappa} - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} k (\rho - 1)},$$

а при одинаковых ε

$$\frac{\rho^{\kappa} - 1}{k (\rho - 1)} > 1$$

и тогда

$$\eta_{t \text{ Отто}} > \eta_{t \text{ Дизеля}}.$$

В двигателе Дизеля допускаются большие степени сжатия, чем в двигателе Отто, так как при сжатии воздуха отпадает возможность преждевременных вспышек топлива, поэтому правильнее сравнивать оба цикла при различных степенях сжатия. Последнее будет проведено ниже. Значения к. п. д. цикла Дизеля при различных значениях ε и ρ даны в табл. 17. При составлении таблицы k принято равным 1,35.

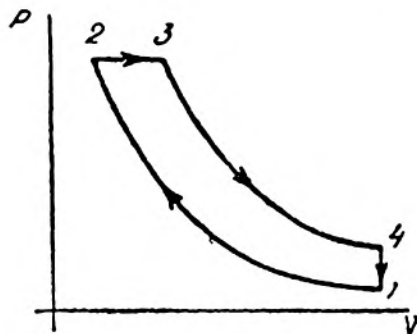
Таблица 17

	$\varepsilon =$	10	12	14	16	18
$\rho = 1,5$	η_t	0,52	0,54	0,57	0,59	0,61
$\rho = 2,1$	η_t	0,49	0,52	0,55	0,57	0,58
$\rho = 2,5$	η_t	0,46	0,49	0,52	0,54	0,56

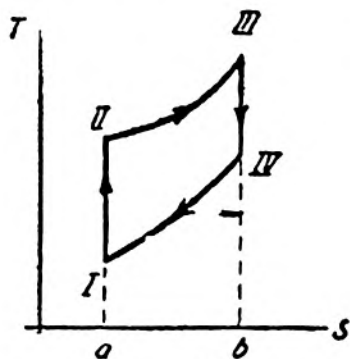
На фиг. 146 и 147 дан цикл Дизеля в системах координат $P-V$ и $T-S$.

При построении цикла Дизеля в системе $T-S$ начальная точка I взята произвольно на изотерме температуры T_1 , точка II на вертикали $I-II$ определяется температурой T_2 , равной $T_2 = T_1 e^{\lambda}$. Точка III на логарифмической линии $II-III$, процесса $p = \text{const}$, определяется изменением энтропии, равным:

$$S_{III} - S_{II} = c_p \ln \frac{T_3}{T_2} = c_p \ln \frac{v_3}{v_2} = c_p \ln \rho.$$



Фиг. 146.

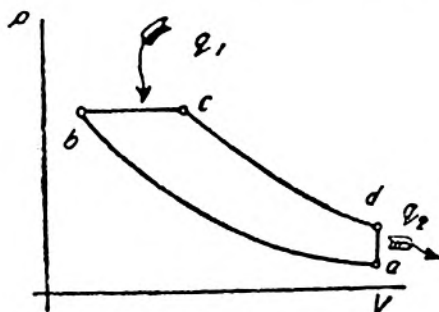


Фиг. 147.

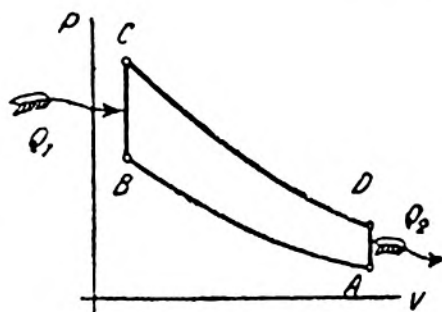
Точка IV определяется пересечением вертикали $III-IV$ логарифмической кривой $I-IV$ процесса $v = \text{const}$.

Отношение площади $I-II-III-IV$ к площади $a-II-III-b$ определяет термический к. п. д. цикла.

Пользуясь системой координат $T-S$, очень просто можно провести сравнение циклов Отто и Дизеля.



Фиг. 148.



Фиг. 149.

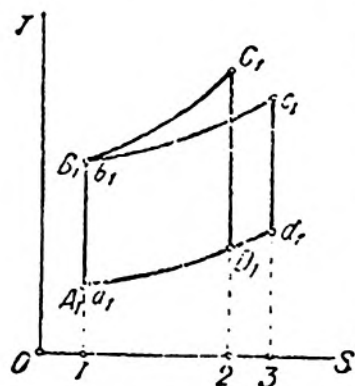
а) Сравнение циклов Отто и Дизеля при одинаковых степенях сжатия (фиг. 148 и 149)

Сравнение циклов необходимо провести при условии, что работа, получаемая в обоих циклах, будет одинаковой, при этом площадь $ABCD$ будет

равняться площади $abcd$. При равенстве работ отдельных циклов будут равны теплоты, использованные в циклах, т. е.:

$$Q_1 - Q_2 = q_1 - q_2.$$

Перенесем оба цикла на системы координат $P-V$ в систему $T-S$ (фиг. 150). Цикл Отто в новой системе будет $A_1B_1C_1D_1$, а цикл Дизеля $a_1b_1c_1d_1$, причем при одинаковых степенях сжатия точки a_1 и b_1 цикла Дизеля сливаются с точками A_1 и B_1 цикла Отто.



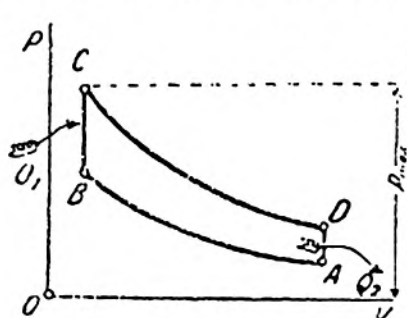
Фиг. 150

Так как в системе $T-S$ линия $p = \text{const}$ располагается под линией $v = \text{const}$, то линия b_1c_1 цикла Дизеля должна расположиться под линией B_1C_1 цикла Отто. Так как $Q_1 - Q_2 = q_1 - q_2$, то внутренние площади циклов $A_1B_1C_1D_1$ и $a_1b_1c_1d_1$, изображающие тепло, переведенное в работу в циклах Отто и Дизеля, должны быть равны между собой. Но равенство отмеченных площадей при расположении линии a_1b_1 под линией A_1B_1 возможно только тогда, когда точка c_1 будет лежать правее линии C_1D_1 . При таком же расположении цикла можно сделать заключение, что в цикле Дизеля больший отброс тепла в холодильник, чем в цикле Отто,

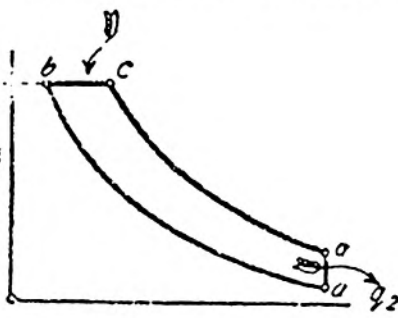
так как:

$$\text{пл. } 1a_1d_13 > \text{пл. } 1A_1D_12.$$

Итак, $q_2 > Q_2$, но тогда и $q_1 > Q_1$, так как $Q_1 - Q_2 = q_1 - q_2$. Следовательно, для получения одинаковой работы в циклах Отто и Дизеля в первом цикле от источника берется меньшее количество тепла и мень-



Фиг. 151



Фиг. 152

шее же тепло отбрасывается, чем во втором цикле. Последнее отмечает, что при одинаковых степенях сжатия цикл Отто экономичнее цикла Дизеля.

б) Сравнение циклов Отто и Дизеля при одинаковых максимальных давлениях

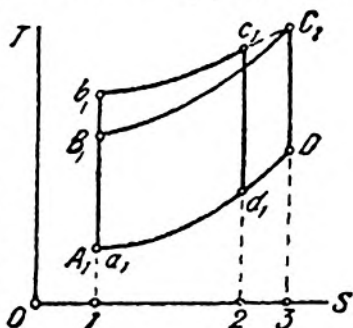
Пусть $ABCD$ и $abcda$ будут циклы Отто и Дизеля в системе координат $P-V$ (фиг. 151 и 152). Максимальное давление в обоих циклах

одинаковое, т. е. $p_c = p_d$, но последнее возможно в том случае, если степень сжатия в цикле Дизеля больше, чем в цикле Отто.

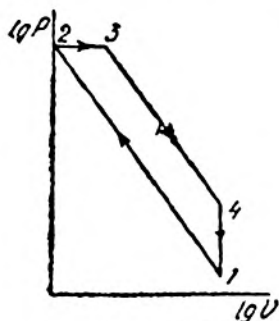
Будем рассматривать оба цикла при условии получения в них равных работ, что приведет к равенству:

$$Q_1 - Q_2 = q_1 - q_2.$$

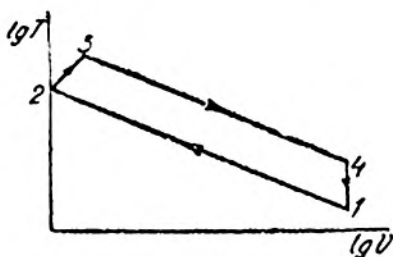
Перенесем циклы Отто и Дизеля в систему координат $T-S$ (фиг. 153). Цикл Отто в системе $T-S$ будет $A_1B_1C_1D_1$, а Дизеля — $a_1b_1c_1d_1$. Точка b_1 лежит выше точки B_1 , так как в цикле Дизеля степень сжатия больше, чем в цикле Отто, в котором только после сгорания давление сравнивается с давлением p_d цикла Дизеля, создаваемым сжатием. При сгорании газа в цикле Отто по линии B_1C_1 давление газа возрастает и в точке C_1 пересечения линии b_1c_1 с линией B_1C_1 давление газа сравнивается с максимальным давлением в цикле Дизеля. Так как оба цикла рассматриваются при одинаковых максимальных давлениях, то в точке C_1 заканчивается процесс сгорания газа в цикле Отто. Ввиду того, что линия b_1c_1 лежит над линией B_1C_1 , равенство внутренних площадей $a_1b_1c_1d_1$ и $A_1B_1C_1D_1$ ($q_1 - q_2 = Q_1 - Q_2$) будет возможно при расположении точки C_1 вправо от линии c_1d_1 . Но при таком расположении циклов площадь $1c_1d_12$ будет меньше площади $1A_1D_13$, т. е. тепло q_2 , откидываемое в цикле Дизеля в холодильник, будет меньше тепла Q_2 , откидываемого в холодильник в цикле Отто; но тогда и $q_1 < Q_1$, так как $Q_1 - Q_2 = q_1 - q_2$.



Фиг. 153.



Фиг. 154.



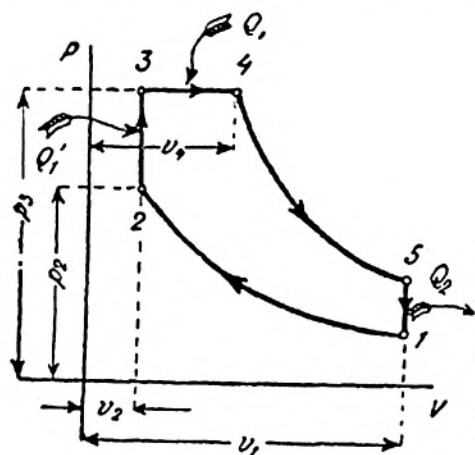
Фиг. 155.

Итак, при развитии одинаковых работ в циклах Отто и Дизеля в первом цикле берется большее тепло от источника и большее же откидывается в холодильник, чем во втором цикле. Следовательно, при рассматриваемых условиях цикл Дизеля экономичнее цикла Отто.

На фиг. 154 и 155 дан цикл Дизеля в системе координат $\lg P - \lg V$ и в системе $\lg T - \lg V$.

41. Цикл Сабатэ

Цикл Сабатэ отличается от циклов Отто и Дизеля процессом сгорания топлива. В цикле Сабатэ процесс сгорания протекает сперва при $v = \text{const}$, а затем при $p = \text{const}$; таким образом, цикл Сабатэ в части процесса сгорания объединяет циклы Отто и Дизеля. Смешанный цикл, т. е. цикл Сабатэ, осуществляется в бескомпрессорных двигателях. На фиг. 156 дан цикл Сабатэ. Характеристика цикла отмечается следующими параметрами:



Фиг. 156

$$1. \epsilon = \frac{v_1}{v_2};$$

$$2. \lambda = \frac{p_3}{p_2};$$

$$3. \rho = \frac{v_4}{v_3} = \frac{v_4}{v_2}.$$

Коэффициент полезного действия цикла Сабатэ определяется формулой:

$$\eta_i = 1 - \frac{Q_2}{Q'_1 + Q'_1},$$

где:

Q'_1 — тепло, воспринимаемое газом в процессе $v = \text{const}$, равняется:

$$Q'_1 = c_v (T_3 - T_2);$$

Q'_1 — тепло, воспринимаемое газом в процессе $p = \text{const}$, в процессе 3—4, равняется:

$$Q'_1 = c_p (T_4 - T_3);$$

Q_2 — тепло, теряемое за процесс 5—1, равняется:

$$Q_2 = c_v (T_5 - T_1).$$

Тогда к. п. д. будет равен:

$$\begin{aligned} \eta_i &= 1 - \frac{Q_2}{Q'_1 + Q'_1} = 1 - \frac{c_v (T_5 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3)} = \\ &= 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}. \end{aligned}$$

Определяем температуры T_2 , T_3 , T_4 и T_5 , как функции температуры T_1 .

1. Адиабатическое сжатие, процесс 1—2:

$$T_2 = T_1 \epsilon^{\lambda-1}.$$

2. Процесс $v = \text{const}$, линия 2—3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda; \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \epsilon^{\lambda-1} \lambda.$$

8. Процесс $p = \text{const}$, линия 3—4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho; \quad T_4 = T_3 \rho = T_1 \epsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho.$$

4. Адиабатическое расширение, процесс 4—5:

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^{k-1}, \quad \text{но } \frac{v_4}{v_1} = \frac{\rho}{\epsilon}.$$

Последнее получается при почленном делении равенств:

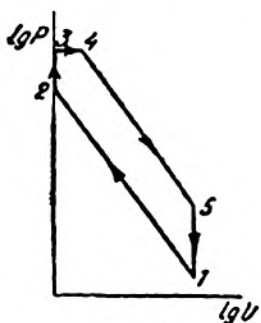
$$\rho = \frac{v_4}{v_2} \quad \text{и} \quad \epsilon = \frac{v_1}{v_2},$$

тогда:

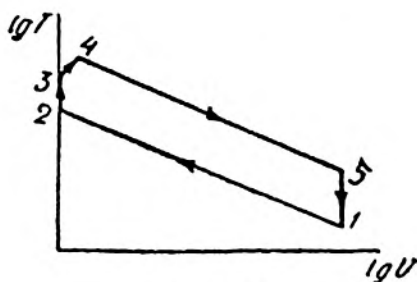
$$\frac{T_3}{T_1} = \frac{\rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1}}.$$

При этом:

$$\frac{T_3}{T_1} = \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1}}; \quad T_5 = \frac{T_4 \rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1}} = \frac{T_1 \epsilon^{k-1} \lambda \cdot \rho \cdot \rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho^k.$$



Фиг. 157.



Фиг. 158.

Делая подстановку значения температур T_2 , T_3 , T_4 и T_5 в формулу к. п. д., найдем:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_5 - T_2) + k(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{T_1(\lambda \rho^k - 1)}{T_1[\epsilon^{k-1}(\lambda - 1) + k\epsilon^{k-1}\lambda(\rho - 1)]}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (60)$$

Цикл Сабатэ при $\lambda = 1$ обращается в цикл Дизеля, а при $\rho = 1$ в цикл Отто, при этом выражение к. п. д. цикла Сабатэ принимает вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{\epsilon^{k-1} k (\rho - 1)},$$

или:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}.$$

Цикл Сабатэ, так же как циклы Отто и Дизеля, становится более экономичным с увеличением степени сжатия ϵ .

Цикл Сабатэ в системах $\lg p - \lg v$ и $\lg T - \lg V$ дан на фиг. 157 и 158.

Пример 54. В цикле Отто (фиг. 159) определить: 1) давления, объемы и температуры во всех типичных точках цикла; 2) работу расширения, работу сжатия и работу, получаемую за цикл; 3) среднее индикаторное давление; 4) термический к. п. д. η_t и 5) теплоты Q_1 и Q_2 , участвующие в цикле, если дано, что $p_1 = 1 \text{ ат}$, $t_1 = 70^\circ\text{Ц}$, $\epsilon = 6$, $\lambda = 1,5$, $k = 1,4$. Кроме того, дано, что диаметр цилиндра, в котором описывается цикл, $D = 200 \text{ мм}$, а ход поршня $S = 300 \text{ мм}$.

1. Определение параметров

$$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1} = 343 \cdot 6^{0,4} = 703^\circ;$$

$$T_3 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda = 343 \cdot 6^{0,4} \cdot 1,5 = 1054^\circ;$$

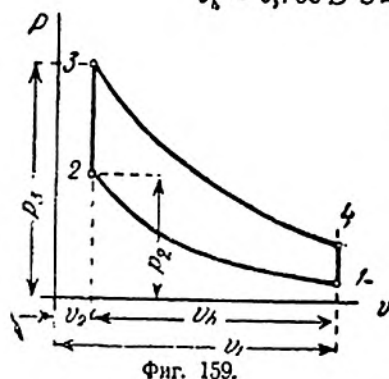
$$T_4 = T_1 \lambda = 343 \cdot 1,5 = 514^\circ;$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \epsilon^k; \quad p_2 = p_1 \epsilon^k = 1 \cdot 6^{1,4} = 12,3 \text{ ат};$$

$$\frac{p_3}{p_2} = \lambda; \quad p_3 = p_2 \lambda = p_1 \epsilon^k \lambda = 1 \cdot 6^{1,4} \cdot 1,5 = 18,5 \text{ ат};$$

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^k = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k = \frac{1}{\epsilon^k}; \quad p_4 = \frac{p_3}{\epsilon^k} = \frac{p_1 \epsilon^k \lambda}{\epsilon^k} = p_1 \lambda = 1 \cdot 1,5 = 1,5 \text{ ат};$$

$$v_h = 0,785 D^2 S = 0,785 \cdot 0,2^2 \cdot 0,3 = 0,0094 \text{ м}^3;$$



$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_2 + v_h}{v_2} = 1 + \frac{v_h}{v_2},$$

откуда:

$$v_2 = \frac{v_h}{\epsilon - 1},$$

тогда:

$$v_1 = v_2 \epsilon = \frac{v_h \cdot \epsilon}{\epsilon - 1}.$$

Числовые величины v_2 и v_1 , определяются по формулам:

$$v_2 = \frac{v_h}{\epsilon - 1} = \frac{0,0094}{6 - 1} = 0,00188 \text{ м}^3;$$

$$v_1 = \frac{v_h \cdot \epsilon}{\epsilon - 1} = \frac{0,0094 \cdot 6}{6 - 1} = 0,01128 \text{ м}^3.$$

II. Определение работ L_p , L_c и L цикла

$$L_p = \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_1 v_1); \quad L_c = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1);$$

тогда:

$$L \text{ цикла} = L_p - L_c = \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_1 v_1 - p_2 v_2 + p_1 v_1).$$

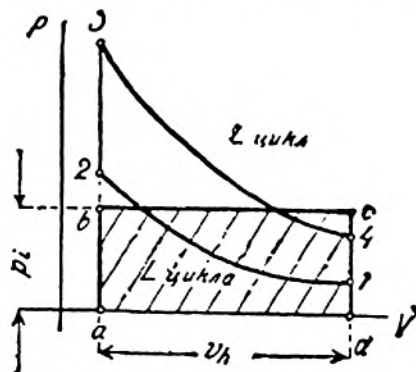
Название цикла	График цикла	К. п. д. цикла	Температуры	Давления	Объемы
Отто	<p>$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}; \lambda = \frac{p_3}{p_2}$</p>	$\eta_i = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$	$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}$ $T_3 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda$ $T_4 = T_1 \lambda$	$p_2 = p_1 \epsilon^k$ $p_3 = p_1 \epsilon^k \lambda$ $p_4 = p_1 \lambda$	$v_h = F \cdot S$ $v_1 = \frac{v_h \cdot \epsilon}{\epsilon - 1}$ $v_2 = \frac{v_h}{\epsilon - 1}$
Дизеля	<p>$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}; \varphi = \frac{v_3}{v_2}$</p>	$\eta_i = 1 - \frac{\rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1} k (\rho - 1)}$	$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}$ $T_3 = T_1 \epsilon^{k-1} \rho$ $T_4 = T_1 \rho^k$	$p_2 = p_1 \epsilon^k$ $p_3 = p_2 = p_1 \epsilon^k$ $p_4 = p_1 \rho^k$	$v_1 = \frac{v_h \cdot \epsilon}{\epsilon - 1}$ $v_2 = \frac{v_h}{\epsilon - 1}$ $v_3 = \frac{v_h \cdot \rho}{\epsilon - 1}$
Сабата	<p>$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}; \lambda = \frac{p_3}{p_2}; \rho = \frac{v_1}{v_3}$</p>	$\eta_i = 1 - \frac{\lambda \rho^{k-1}}{\epsilon^{k-1} [(k-1) + k(\rho-1)]}$	$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}$ $T_3 = T_1 \epsilon^{k-1}$ $T_4 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda \rho$ $T_5 = T_1 \lambda \rho^k$	$p_2 = p_1 \epsilon^k$ $p_3 = p_1 \epsilon^k \lambda$ $p_4 = p_3 = p_1 \epsilon^k \lambda$ $p_5 = p_1 \lambda \rho^k$	$v_h = F \cdot S$ $v_2 = \frac{v_h}{\epsilon - 1}$ $v_4 = \frac{v_h \rho}{\epsilon - 1}$ $v_5 = v_1 = \frac{v_h \epsilon}{\epsilon - 1}$

Подставим в формулу работы значения всех объемов и давлений:

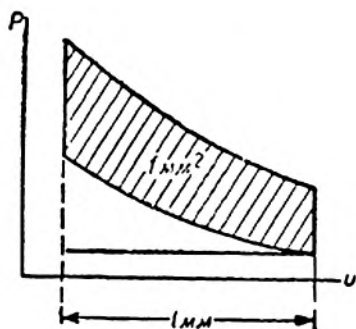
$$\begin{aligned}
 L &= \frac{1}{k-1} \left(p_1 \varepsilon^k \cdot \frac{v_h}{\varepsilon-1} - p_1 \lambda \frac{v_h}{\varepsilon-1} \varepsilon - p_1 \varepsilon^k \frac{v_h}{\varepsilon-1} + p_1 \frac{v_h \varepsilon}{\varepsilon-1} \right) = \\
 &= \frac{p_1 v_h}{(k-1)(\varepsilon-1)} (\varepsilon^k \lambda - \varepsilon \lambda - \varepsilon^k + \varepsilon) = \\
 &= \frac{p_1 v_h}{(k-1)(\varepsilon-1)} [\varepsilon^k (\lambda - 1) - \varepsilon (\lambda - 1)] = \frac{p_1 v_h (\lambda - 1) (\varepsilon^k - \varepsilon)}{(k-1)(\varepsilon-1)} = \\
 &= \frac{1 \cdot 10^4 \cdot 0,0094 \cdot (1,5 - 1) \cdot (6^{1,4} - 6)}{(1,4 - 1) \cdot (6 - 1)} = 148 \text{ кгм.}
 \end{aligned}$$

III. Определение среднего индикаторного давления

Среднее индикаторное давление есть некоторое постоянное давление, при котором могла бы получиться работа, равная работе, получаемой за рассматриваемый цикл. Из определения следует, что в системе $P-V$ среднее индикаторное давление графически изображается высотой прямоугольника, равновеликого площади цикла и имеющего с циклом одинаковую длину. На фиг. 160 отмечено среднее индикаторное давление, обозначаемое через p_i .



Фиг. 160.



Фиг. 160а.

мое через p_i . Следовательно, среднее индикаторное давление, как высота прямоугольника, определится по формулам:

$$p_i = \frac{\text{площадь } abcd}{\text{основание } ad} = \frac{L \text{ цикла}}{v_h},$$

тогда:

$$p_i = \frac{L \text{ цикла}}{v_h} = \frac{p_1 (\lambda - 1) (\varepsilon^k - \varepsilon)}{(k-1)(\varepsilon-1)} = \frac{1 \cdot (1,5 - 1) \cdot (6^{1,4} - 6)}{(1,4 - 1) \cdot (6 - 1)} = 1,6 \text{ ат.}$$

Примечание. При определении среднего индикаторного давления двигателей по индикаторным диаграммам необходимо принять во внимание масштабы диаграммы, т. е. масштабы давлений, объемов и работы.

Пусть масштабы индикаторной диаграммы фиг. 160-а имеют следующие значения:

- 1 мм оси давлений — a кг/м² давления
- 1 мм оси объемов — b м³ объема.

Тогда

- 1 мм² — площадь — ab кгм работы.

При отмеченных масштабах, среднее индикаторное давление определится по формуле:

$$P_i = \frac{L}{v_h} = \frac{f \cdot a \cdot b}{l \cdot b} = \frac{f \cdot a}{l}.$$

Таким образом среднее индикаторное давление равняется площади индикаторной диаграммы f в мм^2 , помноженной на масштаб давлений a и деленной на длину индикаторной диаграммы l мм .

IV. Определение термического к. п. д.

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{i^{k-1}} = 1 - \frac{1}{6^{0,4}} = 0,51.$$

V. Определение теплот Q_1 и Q_2

Для определения теплот Q_1 и Q_2 служат следующие два уравнения, в которых неизвестными являются Q_1 и Q_2 :

$$L \text{ цикла} = 427 (Q_1 - Q_2);$$

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}; \quad Q_1 - Q_2 = \eta_t Q_1;$$

тогда:

$$Q_1 = \frac{Q_1 - Q_2}{\eta_t} = \frac{L \text{ цикла}}{427 \cdot \eta_t} = \frac{148}{427 \cdot 0,51} = 0,7 \text{ кал.}$$

$$Q_2 = (1 - \eta_t) Q_1 = 0,34 \text{ кал.}$$

Пример 55. Определить в предыдущем примере теоретическую мощность двигателя, если двигатель, в котором описывается разбираемый цикл Отто, имеет $n = 400$ оборотов в минуту.

1) Двигатель двухтактный.

$$N = \frac{L \text{ цикла} \cdot n}{75 \cdot 60} = \frac{148 \cdot 400}{75 \cdot 60} = 13,1 \text{ л. с.};$$

в числителе произведение работы за цикл на число циклов в минуту есть минутная работа в кгм .

2. Двигатель четырехтактный.

В четырехтактном двигателе число циклов в минуту в два раза меньше числа оборотов, т. е. равняется $\frac{n}{2}$.

Тогда:

$$N = \frac{L \cdot \frac{n}{2}}{60 \cdot 75} = \frac{148 \cdot \frac{400}{2}}{60 \cdot 75} = 6,55 \text{ л. с.}$$

Пример 56. Провести следующее исследование отдельных процессов цикла Отто:

1. Как располагается действительная линия сжатия, являющаяся политропой по отношению адиабаты? Принять, что во время сжатия газа отдается теплота стенкам цилиндра.

Действительная линия сжатия расположится ниже адиабаты, отклонение этих линий будет тем больше, чем больше будет теплообмен газа и сте-

нок; таким образом с увеличением теплообмена показатель политропы сжатия уменьшается.

2. Как на расположении политропы сжатия отзывается изменение числа оборотов двигателя?

С увеличением числа оборотов, т. е. с уменьшением времени соприкосновения газа и стенок цилиндра за процесс сжатия, уменьшается теплообмен. При этом политропа в своем расположении приближается к адиабате, показатель политропы увеличивается.

3. В некоторых двигателях во время сжатия смеси в цилиндр двигателя брызгается вода. Отметить, как ввод воды отразится на расположении политропы сжатия.

Во время сжатия вода нагревается и испаряется, отнимая теплоту от сжимаемой смеси, т. е. с вводом воды увеличивается отнятие тепла от смеси, последнее будет понижать политропу, отклоняя ее от адиабаты. Показатель политропы при этом уменьшается.

4. Как на расположении политропы расширения отражается изменение оборотов двигателя?

Изменение числа оборотов двигателя на расположении политропы расширения отзывается так же, как и на расположении политропы сжатия.

5. Как отражается на расположении политропы расширения явление догорания, т. е. догорание горючего на линии расширения?

При наличии догорания газы при расширении получают теплоту, что ведет к более высокому расположению линии расширения. Показатель политропы расширения при этом уменьшается.

Пример 57. Определить допустимую теоретическую степень сжатия для двигателей Отто и Дизеля, если температура самовоспламенения топлива 427°C , температура газа перед сжатием 77°C , а коэффициент $k=1,4$.

1. Двигатель Отто:

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad \text{и} \quad \frac{v_1}{v_2} = \sqrt[k-1]{\frac{T_2}{T_1}} = \sqrt[1,4-1]{\frac{700}{350}} = 5,7.$$

2. Двигатель Дизеля:

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad \epsilon \leq 5,7.$$

Пример 58. Определить в типичных точках цикла Дизеля давление и объемы, термический к. п. д., работу, получаемую за цикл и среднее индикаторное давление.

Дано: $\epsilon = \frac{v_1}{v_2} = 14$; $\rho = \frac{v_3}{v_2} = 1,5$; $p_1 = 1 \text{ ат.}$

Диаметр цилиндра $D = 300 \text{ мм}$, ход поршня $S = 450 \text{ мм}$.

1. Определение параметров.

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = p_1 \epsilon^k = 1 \cdot 1,4^{1,4} = 40,23 \text{ ат.};$$

$$p_2 = p_3 = 40,23 \text{ ат.};$$

$$p_4 = p_3 \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^k = p_1 \epsilon^k \frac{\rho^k}{\epsilon^k} = p_1 \rho^k = 1 \cdot 1,5^{1,4} = 1,4 \text{ ат.};$$

$$v_1 = v_2 + v_h; \quad \epsilon = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_2 + v_h}{v_2} = 1 + \frac{v_h}{v_2};$$

откуда:

$$v_3 = \frac{v_h}{\varepsilon - 1} = \frac{0,785 \cdot 0,3^2 \cdot 0,45}{14 - 1} = 0,00244 \text{ м}^3,$$

$$v_1 = v_4 = v_3 \varepsilon = \frac{v_h}{\varepsilon - 1} \varepsilon = \frac{0,785 \cdot 0,3^2 \cdot 0,45 \cdot 14}{14 - 1} = 0,03416 \text{ м}^3;$$

$$\frac{v_3}{v_2} = \dot{\rho}; \quad v_3 = v_2 \rho = \frac{v_h}{\varepsilon - 1} \rho = \frac{0,785 \cdot 0,3^2 \cdot 0,45 \cdot 1,5}{14 - 1} = 0,00366 \text{ м}^3,$$

2. Определение работы:

$$L \text{ цикла} = L_p - L_c = \left[p_2 (v_3 - v_2) + \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_1 v_1) \right] - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Все параметры, входящие в выведенную формулу, являются величинами известными.

3. Определение термического к. п. д.:

$$\eta_{t2} = 1 - \frac{\rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} \cdot k (\rho - 1)} = 1 - \frac{1,5^{1,4} - 1}{14^{0,4} \cdot 1,4 \cdot (1,5 - 1)} = 0,8.$$

Пример 59. Вывести для цикла Дизеля формулы работы и среднего индикаторного давления.

Работу, получаемую за цикл, можно определить по формуле:

$$L = 427 (Q_1 - Q_2),$$

где:

$$Q_1 = c_p (T_3 - T_2) = c_p (T_1 \varepsilon^{k-1} \rho - T_1 \varepsilon^{k-1}) = c_p T_1 \varepsilon^{k-1} (\rho - 1);$$

$$Q_2 = c_v (T_4 - T_1) = c_v (T_1 \rho^k - T_1) = c_v T_1 (\rho^k - 1),$$

тогда:

$$L = 427 c_p T_1 [k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)],$$

но

$$427 c_p = \frac{c_p}{A} = \frac{R}{k-1},$$

поэтому:

$$L = \frac{RT_1}{k-1} [k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)] = \frac{p_1 v_1}{k-1} [k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)].$$

Определение p_t .

$$p_t = \frac{L}{V_n} = \frac{p_1 v_1}{(k-1) v_h} [k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)],$$

но

$$v_1 = \frac{v_h \cdot \varepsilon}{\varepsilon - 1},$$

тогда:

$$p_t = \frac{p_1 \varepsilon}{(k-1)(\varepsilon-1)} [k \cdot \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)].$$

Пример 60. При тепловом расчете двигателя Отто среднее индикаторное давление определяется по формуле:

$$p_t = \frac{p_c}{\varepsilon - 1} \left(\frac{p_2}{p_c} \cdot \frac{1 - \frac{1}{\varepsilon^{n_2-1}}}{n_2 - 1} - \frac{1 - \frac{1}{\varepsilon^{n_1-1}}}{n_1 - 1} \right).$$

Вывести данную формулу.

В формуле:

ϵ — степень сжатия $= \frac{v_a}{v_c}$ (фиг. 161);

n_1 — показатель политропы сжатия, линии $a-c$;

n_2 — показатель политропы расширения, линии $z-e$;

p_c — давление конца сжатия;

p_s — » » сгорания.

Среднее индикаторное давление p_i определяется по формуле:

$$p_i = \frac{L \text{ цикла}}{v_h}$$

Определяем работу L цикла.

$$\begin{aligned} L \text{ цикла} &= L_p - L_c = \frac{1}{n_2 - 1} (p_s v_s - p_c v_c) - \frac{1}{n_1 - 1} (p_c v_c - p_a v_a) = \\ &= \frac{p_s v_s}{n_2 - 1} \left(1 - \frac{p_c v_c}{p_s v_s} \right) - \frac{p_c v_c}{n_1 - 1} \left[1 - \frac{p_a v_a}{p_c v_c} \right] = \\ &= \frac{p_s v_s}{n_2 - 1} \left[1 - \left(\frac{v_c}{v_s} \right)^{n_2 - 1} \right] - \frac{p_c v_c}{n_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{v_c}{v_a} \right)^{n_1 - 1} \right] = \\ &= p_c v_c \left\{ \frac{p_s}{p_c} \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_2 - 1}}}{n_2 - 1} - \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}}}{n_1 - 1} \right\}, \end{aligned}$$

так как $v_c = v_s$, а $\frac{v_s}{v_c} = \frac{v_c}{v_a} = \epsilon$,

Кроме того:

$$v_c = \frac{v_h}{\epsilon - 1};$$

поэтому:

$$\begin{aligned} p_i &= \frac{L}{v_h} = \frac{p_c v_h}{(\epsilon - 1) v_h} \left\{ \frac{p_s}{p_c} \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_2 - 1}}}{n_2 - 1} - \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}}}{n_1 - 1} \right\} = \\ &= \frac{p_s}{\epsilon - 1} \left\{ \frac{p_s}{p_c} \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_2 - 1}}}{n_2 - 1} - \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}}}{n_1 - 1} \right\}. \end{aligned}$$

Пример 61. При тепловом расчете двигателя Дизеля среднее индикаторное давление определяется по формуле:

$$p_i = \frac{p_c}{\epsilon - 1} \left\{ \frac{n_2 - 1}{\epsilon^{n_2 - 1}} \frac{1}{n_2 - 1} - \frac{n_1 - 1}{\epsilon^{n_1 - 1}} \frac{1}{n_1 - 1} \right\}.$$

Вывести формулу.

В формуле:

p_c — давление конца сжатия (фиг. 162);

v_a — объем газов после сгорания;

v_c — объем газов после сжатия;

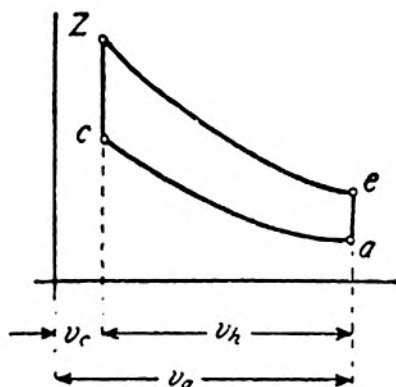
ϵ — степень сжатия, равная $\frac{v_a}{v_c}$;

δ — степень расширения, равная $\frac{v_a}{v_b}$;

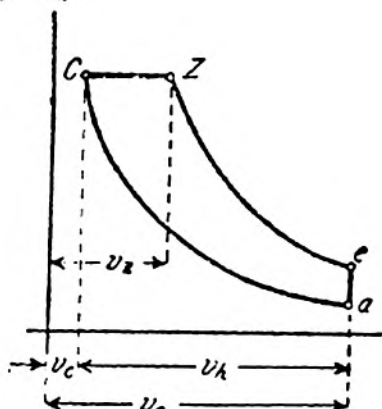
n_1 — показатель политропы сжатия;

n_2 — показатель политропы расширения.

Заметим, кроме того, что $p_c = p_b$ и $v_b = v_a$.



Фиг. 161.



Фиг. 162.

Среднее индикаторное давление определяется по формуле:

$$p_i = \frac{L}{v_h}$$

Определяем работу L за цикл.

$$\begin{aligned} L &= L_p - L_s = \left[p_b(v_b - v_c) + \frac{1}{n_2 - 1} (p_b v_b - p_c v_b) \right] - \frac{1}{n_1 - 1} (p_c v_c - p_a v_a) = \\ &= p_b v_b - p_c v_c + \frac{p_c v_b}{n_2 - 1} \left[1 - \frac{p_b v_b}{p_c v_b} \right] - \frac{p_c v_c}{n_1 - 1} \left[1 - \frac{p_a v_a}{p_c v_c} \right] = \\ &= p_b p_b - p_c v_c + \frac{p_c v_b}{n_2 - 1} \left[1 - \left(\frac{v_b}{v_c} \right)^{n_2 - 1} \right] - \frac{p_c v_c}{n_1 - 1} \left[1 - \left(\frac{v_c}{v_a} \right)^{n_1 - 1} \right] = \\ &= p_c v_a + \frac{p_c v_b}{n_2 - 1} \left[1 - \frac{1}{\delta^{n_2 - 1}} \right] - p_c v_c - \frac{p_c v_c}{n_1 - 1} \left[1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}} \right] = \\ &= p_c v_a \left[1 + \frac{1 - \frac{1}{\delta^{n_2 - 1}}}{n_2 - 1} \right] - p_c v_c \left[1 + \frac{1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}}}{n_1 - 1} \right] = \\ &= p_c v_c \left\{ \frac{v_b}{v_c} \frac{n_2 - 1 + 1 - \frac{1}{\delta^{n_2 - 1}}}{n_2 - 1} - \frac{n_1 - 1 + 1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}}}{n_1 - 1} \right\} = \\ &= \frac{p_c v_b}{\epsilon - 1} \left\{ \frac{v_b}{v_c} \frac{n_2 - 1 - \frac{1}{\delta^{n_2 - 1}}}{n_2 - 1} - \frac{n_1 - 1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1 - 1}}}{n_1 - 1} \right\}. \end{aligned}$$

Тогда:

$$p_i = \frac{L}{v_h} - \frac{p_c}{z-1} \left\{ \frac{v_a}{v_c} \frac{n_2 - \frac{1}{\epsilon^{n_2-1}}}{n_2 - 1} - \frac{n_1 - \frac{1}{\epsilon^{n_1-1}}}{n_1 - 1} \right\}.$$

Пример 62. В цикле Отто степень сжатия $\epsilon = 5$, повышение давления в процессе сгорания $\lambda = \frac{p_3}{p_2} = 1,5$ (фиг. 163). Определить термически к. п. д. цикла Отто и цикла Карно, описанного при тех же температурных условиях, что и цикл Отто.

Максимальной температурой цикла Отто, а следовательно, и цикла Карно будет температура T_3 , минимальной — T_1 , поэтому:

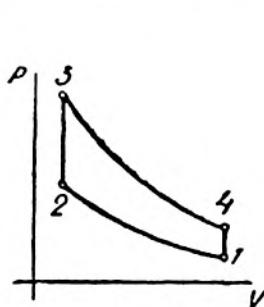
1. Цикл Отто:

$$\eta_1 = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{5^{0,4}} = 0,48.$$

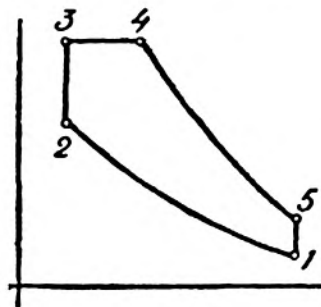
2. Цикл Карно.

$$\eta_1 = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_1}{T_1 \epsilon^{k-1} \lambda} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1} \lambda} = 1 - \frac{1}{5^{0,4} \cdot 1,5} = 0,65.$$

Пример 63. Доказать, исходя из особенностей цикла Сабатэ (фиг. 164), что изменение энтропии газа при описывании этого цикла будет равняться



Фиг. 163.



Фиг. 164.

нулю. (Последнее, как выше отмечено, есть общее свойство всех круговых процессов.)

Характеристика цикла:

$$\epsilon = \frac{v_1}{v_2}; \quad \lambda = \frac{p_3}{p_2}; \quad \rho = \frac{v_4}{v_3}.$$

Тогда:

$$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}; \quad T_3 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda; \quad T_4 = T_1 \epsilon^{k-1} \rho \quad \text{и} \quad T_5 = T_1 \rho^k \lambda;$$

$$\Delta S = \Delta S_{1-2} + \Delta S_{2-3} + \Delta S_{3-4} + \Delta S_{4-5} + \Delta S_{5-1}.$$

Процессы 1—2 и 4—5 адиабатические, поэтому:

$$\Delta S_{1-2} = 0 \quad \text{и} \quad \Delta S_{4-5} = 0,$$

процессы 2—3 и 5—1 процессы при $v = \text{const}$, поэтому:

$$\begin{aligned}\Delta S_{2-3} &= c_v \ln \frac{T_3}{T_2} = c_v \ln \frac{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda}{T_1 \varepsilon^{k-1}} = c_v \ln \lambda; \\ \Delta S_{5-1} &= c_v \ln \frac{T_1}{T_5} = c_v \ln \frac{T_1}{T_1 \rho^k \lambda} = -(c_v \ln \rho^k + c_v \ln \lambda) = \\ &= -k c_v \ln \rho - c_v \ln \lambda = -c_p \ln \rho - c_v \ln \lambda.\end{aligned}$$

Процесс 3—4 есть процесс $p = \text{const}$, поэтому:

$$\Delta S_{3-4} = c_p \ln \frac{T_4}{T_3} = c_p \ln \frac{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho}{T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda} = c_p \ln \rho.$$

Тогда:

$$\begin{aligned}\Delta S &= \Delta S_{1-2} + \Delta S_{2-3} + \Delta S_{3-4} + \Delta S_{4-5} + \Delta S_{5-1} = \\ &= c_v \ln \lambda - c_p \ln \rho - c_v \ln \lambda + c_p \ln \rho = 0.\end{aligned}$$

ПРИМЕР 64. Рассчитывать теоретический цикл 30 л. с. двигателя дизеля (фиг. 165), если расход нефти на 1 л. с. час — 0,160 кг, теплотворная способность нефти $H = 10\,000$ ккал. Вал двигателя имеет $n = 300$ оборотов в минуту. Степень сжатия $\varepsilon = 14$. Диаметр цилиндра $D = 275$ мм, ход поршня $S = 400$ мм. Начальная температура воздуха перед сжатием $t_1 = 77^\circ\text{C}$, давление $p_1 = 0,9$ ат. Теплоемкость газов $c_p = 0,25$.

1. Определение параметров во всех типичных точках цикла.

Предварительно определяем вес газов, пренебрегая весом нефти:

$$G_1 = \frac{p_1 \cdot v_1}{RT_1},$$

где:

$$v_1 = \frac{v_h}{\varepsilon - 1} \text{ е (см. пример 58).}$$

$$G_1 = \frac{10^4 \cdot 0,9 \cdot 0,785 \cdot 0,275^2 \cdot 0,4 \cdot 14}{29,27 \cdot 350 \cdot (14 - 1)} = 0,022 \text{ кг.}$$

Точка 1.

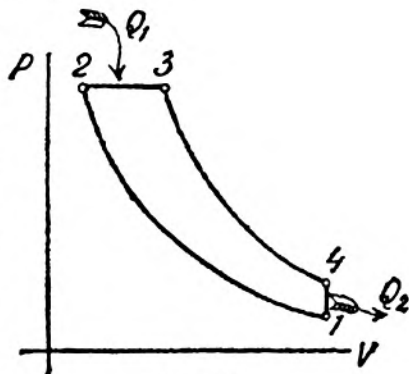
$$p_1 = 0,9 \text{ ат; } t_1 = 77^\circ; v_1 = \frac{v_h \cdot \varepsilon}{\varepsilon - 1} = \frac{0,0239 \cdot 14}{13} = 0,0257 \text{ м}^3.$$

Точка 2.

$$p_2 = p_1 \varepsilon^k = 0,9 \cdot 14^{1,4} = 36,2 \text{ ат;}$$

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} = 350 \cdot 14^{0,4} = 1\,004^\circ;$$

$$v_2 = \frac{v_h}{\varepsilon - 1} = \frac{0,0239}{13} = 0,00184 \text{ м}^3.$$



Фиг. 165.

Точка 3.

Определяем количество тепла, подводимое к газу в процессе $p = \text{const}$
2—3.

$$Q = G_2 H,$$

где G_2 — вес нефти, сгораемой за цикл и определяемой по формуле:

$$G_2 = \frac{b \cdot N}{60 \cdot \frac{n}{2}} = \frac{0,160 \cdot 30}{60 \cdot \frac{300}{2}} = 0,00053 \text{ кг.}$$

В формуле:

bN — часов расход нефти на весь двигатель,

$\frac{n}{2}$ — число циклов в минуту,

H — теплотворная способность нефти, равная 10 000 кал.

Тогда:

$$Q = 0,00053 \cdot 10\,000 = 5,3 \text{ кал.}$$

Определяем температуру T_3 газов после сгорания:

$$Q = G_3 c_p (T_3 - T_2),$$

где:

$$G_3 = G_1 + G_2 = 0,022 + 0,00053 = 0,02253 \text{ кг;}$$

тогда:

$$T_3 = \frac{Q}{G_3 c_p} + T_2 = \frac{5,3}{0,02253 \cdot 0,25} + 1004 = 1920^\circ.$$

Давление газов:

$$p_3 = p_2 = 36,2.$$

Объем v_3 находится по формуле ($p = \text{const}$):

$$v_3 = v_2 \frac{T_3}{T_2} = 0,0184 \frac{1920}{1004} = 0,0035 \text{ м}^3,$$

тогда:

$$\rho = \frac{v_3}{v_2} = 1,9.$$

Точка 4.

Объем:

$$v_4 = v_1 = 0,0257 \text{ м}^3;$$

$$p_4 = p_1 \rho^k = p_1 \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k = 0,9 \cdot 1,9^{1,4} = 2,16 \text{ ат;}$$

$$T_4 = T_1 \rho^k = T_1 \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k = 350 \cdot 1,9^{1,4} = 840^\circ.$$

2. Определение работы за цикл:

$$L = L_p - L_c = [p_2 (v_3 - v_2) + \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_4 v_4)] - \frac{1}{k-1} (p_3 v_3 - p_1 v_1) = \frac{p_1 v_1}{\gamma-1} [\varepsilon^k (\rho - 1) + \frac{1}{k-1} (\varepsilon^k \rho - \rho^k \varepsilon - \varepsilon^k + \varepsilon)].$$

Последняя формула получается из предыдущей при подстановке в нее значений всех параметров.

$$L = \frac{0,9 \cdot 10^4 \cdot 0,023}{1,4-1} \cdot [14^{1,4} \cdot (1,9 - 1) + \frac{1}{1,4-1} (14^{1,4} \cdot 1,9 - 1,9^{1,4} \cdot 14 - 14^{1,4} + 14)] = 1983 \text{ кг.м.}$$

3. Определение теоретической (цикловой) мощности двигателя:

$$N = \frac{L \cdot \frac{\pi}{2}}{60 \cdot 75} = \frac{1983 \cdot 150}{60 \cdot 75} = 36 \text{ л. с.}$$

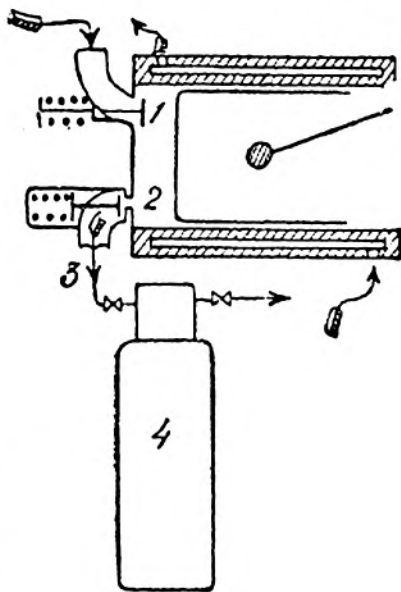
4. Определение η_i :

$$\eta_i = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k \cdot \rho^{k-1} (\rho - 1)} = 1 - \frac{1,9^{1,4} - 1}{1,4 \cdot 1,9^{0,4} \cdot (1,9 - 1)} = 0,60.$$

42. Одноцилиндровый компрессор. Общая характеристика работы компрессора

Разобранные выше циклы Отто, Дизеля и Сабатэ являются прямыми циклами, которыми работают тепловые машины, превращая тепло в работу. В прямых циклах линия сжатия располагается под линией расширения. В отличие от прямых циклов, в обратных циклах, которыми работают всевозможные насосы, линия сжатия располагается над линией расширения. При описывании обратных циклов расходуется механическая энергия.

Обратными циклами работают компрессоры, т. е. воздушные насосы. Поршень компрессора имеет поступательное возвратное движение, получаемое им посредством кривошипного механизма от вала, вращаемого посторонним двигателем. Компрессор фиг. 166 имеет всасывающий клапан 1 и нагнетательный 2. Оба клапана открываются автоматически под влиянием изменения давления в цилиндре компрессора. Всасывающий клапан открывается внутрь цилиндра, нагнетательный — вне цилиндра.



Фиг. 166.

Теоретический цикл компрессора состоит из следующих процессов. При ходе поршня вперед открывается всасывающий клапан и в цилиндр засасывается воздух. При обратном движении поршня всасывающий клапан закрывается и засосанный в цилиндр воздух сжимается. Когда давление воздуха станет равным давлению в воздухопроводе 3 (фиг. 166), нагнетательный клапан 2 откроется и сжатый воздух потечет в резервуар 4. В дальнейшем происходит повторение отмеченных процессов. Таким образом в результате затраты работы получается сжатый воздух, который может быть использован на различные технические цели. Так, например, в двигателе Дизеля сжатый воздух необходим для пуска, при двухтактном процессе — для продувки цилиндра и в двигателях компрессорных — для распыла нефти. На заводах сжатый воздух употребляется в пневматических молотах. На транспорте сжатый воздух употребляется для торможения под-

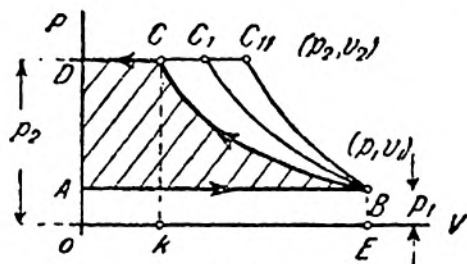
вижных составов (автоматические тормоза). Давление сжатого воздуха, даваемого компрессором, зависит от момента открытия нагнетательного клапана, открытие которого, в свою очередь, зависит от давления в трубопроводе 3 (фиг. 166), меняющегося с изменением давления в резервуаре 4. Если давление в резервуаре возрастает, что наблюдается при уменьшении расхода сжатого воздуха, то компрессор будет давать воздух большего давления, так как при этом увеличивается давление в трубопроводе, а следовательно, увеличивается сила, прижимающая нагнетательный клапан к седлу.

На фиг. 167 дан теоретический цикл компрессора.

Линия всасывания воздуха AB и линия нагнетания воздуха CD из цилиндра в резервуар изображаются, как линии постоянного давления, так как при всасывании цилиндр компрессора соединен с атмосферой, а при нагнетании — с резервуаром, в котором поддерживается постоянное давление, линия же сжатия воздуха может быть изотермой, адиабатой или политропой. На фиг. 167 линия сжатия:

BC — изотерма;
 BC' — политропа;
 BC'' — адиабата.

Характер сжатия воздуха в цилиндре компрессора зависит от количества тепла, отнимаемого при сжатии от воздуха. Для осуществления изотермического сжатия необходимо от воздуха отводить тепло, эквивалентное работе, расходуемой на сжатие; при адиабатическом сжатии воздух не должен охлаждаться.



Фиг. 167.

Отнятие тепла от воздуха осуществляется охлаждением стенок цилиндра компрессора водой. Вода при работе компрессора непрерывно циркулирует через рубашку, образуемую полыми стенками цилиндра компрессора. Обычно в

компрессоре осуществляется политропическое сжатие воздуха с показателем n равным 1,2—1,25. Величина показателя политропы сжатия зависит от всех факторов, от которых зависит теплообмен воздуха и стенок цилиндра. С увеличением теплообмена показатель n уменьшается. В быстроходных компрессорах показатель n имеет относительно большие значения, так как в быстроходных компрессорах теплообмен совершается в меньший период времени. Большим значениям показателя политропы соответствуют большие значения температуры сжатого воздуха.

Относительное расположение возможных линий сжатия на фиг. 167 позволяет заключить, что при адиабатическом сжатии должна расходоваться наибольшая работа, так как при этом получается большая внутренняя площадь цикла. При изотермическом сжатии расходуется наименьшая работа. Как указывалось, характер сжатия зависит от интенсивности охлаждения стенок цилиндра компрессора водой, поэтому охлаждение, уменьшающее затраты работы, является мерой, влияющей на экономику компрессора. Необходимо

также отметить, что при охлаждении создаются более благоприятные условия для смазки цилиндра компрессора. Действительно, при сжатии одновременно с давлением растет и температура воздуха, что при больших давлениях может привести даже к взрыву паров масла, при охлаждении же интенсивность роста температуры воздуха при сжатии, конечно, будет меньшей. Условия смазки ухудшаются для быстрходных компрессоров, в которых, как выше отмечалось, меньший теплообмен. Температура сжатого воздуха определяется по формуле:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1 - \frac{1}{n}}$$

Формула подтверждает, что с уменьшением теплообмена, при котором n увеличивается, температура T_2 возрастает. Температура сжатого воздуха может быть определена по диаграмме $T-S$. На фиг. 168 дана диаграмма $T-S$, на которой между изобарами заданных давлений P_1 и P_2 проведены адиабата BC'' , политропа BC' и изотерма BC . Положение на диаграмме конечной точки линии сжатия определяет температуру сжатого воздуха.

В табл. 19 даны температуры сжатого воздуха при выходе из цилиндра. Начальная температура воздуха принята равной 20°C . Начальное давление 1 ат.

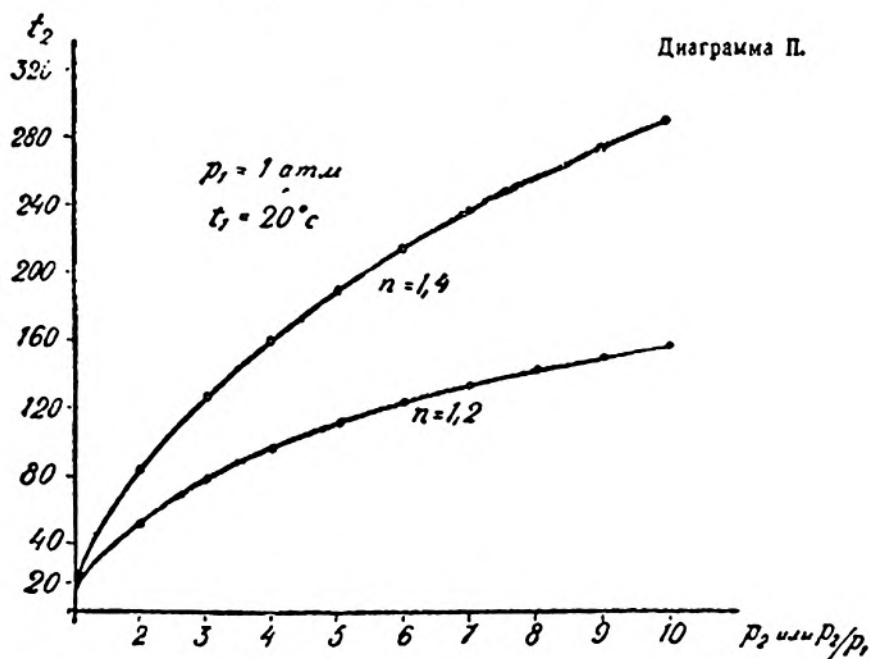
Таблица 19

Температура	Конечное давление (или P_2/P_1)								
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1. Адиабат. сжатие	85°	124°	160°	190°	214°	235°	254°	272°	289°
2. Политропич. сжатие $n=1,2 \dots$	44°	78°	96°	111°	123°	132°	141°	150°	157°

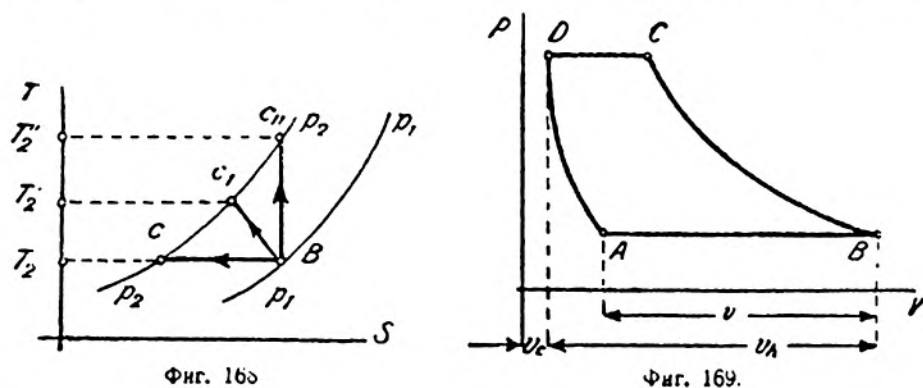
Таблица 19 и диаграмма II (стр. 192), изменения температуры сжатого воздуха, указывают, какое большое значение имеет охлаждение стенок цилиндра компрессора, особенно при получении воздуха высокого давления. К этому необходимо добавить, что действительная температура сжатого воздуха того или иного давления будет иметь несколько большее значение, чем дано в табл. 19, так как воздух при всасывании нагревается стенками цилиндра и его температура перед сжатием будет большей, чем допущено при составлении таблицы. Если температуру воспламенения цилиндрического масла принять равной 300° , то станет понятным, почему одноцилиндровые компрессоры обычно не употребляются для получения сжатого воздуха давления более 8—9 ат. В некоторых системах компрессоров для усиления охлаждения воздуха при сжатии применялся ввод (впрыскивание) воды в цилиндр. Этот способ охлаждения не может быть рекомендован, так как при этом получается мокрый сжатый воздух, при работе (расширении) которого в пневматических приборах влага, в нем содержащаяся, может превращаться в лед. Последнее создается сильным уменьшением температуры воздуха при его расширении. Если начальную температуру сжатого воздуха

принять равной $t = 20^\circ$, то при расширении воздуха (адиабатический процесс) с падением давления от 5 до 1 ат конечная температура воздуха определится по формуле:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 293 \left(\frac{1}{5} \right)^{\frac{2}{7}} = 186^\circ \text{ и } t_2 = -87^\circ \text{C.}$$



Действительная диаграмма одноступенчатого компрессора отличается от разобранный теоретической диаграммы, при описании которой не принималось



во внимание существующее в каждом компрессоре вредное пространство, т. е. пространство между крышкой и дном поршня при мертвом положении поршня.

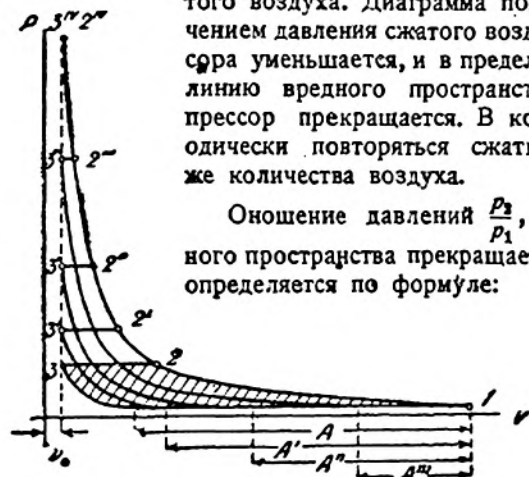
Вредное пространство при мертвом положении поршня, соответствующем концу нагнетания, заполнено сжатым воздухом, а поэтому, когда поршень пойдет вперед, всасывание в цилиндр компрессора новой порции воздуха станет возможным только после того, как оставшийся во вредном пространстве сжатый воздух расширится до давления всасывания.

Действительная диаграмма компрессора будет $ABCD$ (фиг. 169).

При наличии вредного пространства уменьшается количество воздуха, засасываемого в цилиндр компрессора, т. е. уменьшается производительность компрессора. Отношение объемов $\frac{v}{v_h}$, отмечающее уменьшение всасывания воздуха, называется объемным к. п. д.

На фиг. 170 дано изменение диаграммы при увеличении давления сжатого воздуха. Диаграмма позволяет заключить, что с увеличением давления сжатого воздуха производительность компрессора уменьшается, и в пределе, когда линия сжатия пересечет линию вредного пространства, засасывание воздуха в компрессор прекращается. В компрессоре при этом будут периодически повторяться сжатие и расширение одного и того же количества воздуха.

Отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$, при котором при наличии вредного пространства прекращается подача воздуха компрессором, определяется по формуле:



Фиг. 170.

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n = \left(\frac{v_c + v_h}{v_c}\right)^n = \\ &= \left(1 + \frac{1}{a}\right)^n = \left(\frac{1+a}{a}\right)^n. \end{aligned}$$

Через a обозначено отношение $\frac{v_c}{v_h}$, характеризующее величину вредного пространства по отношению объема v_h , описываемого при движении поршня.

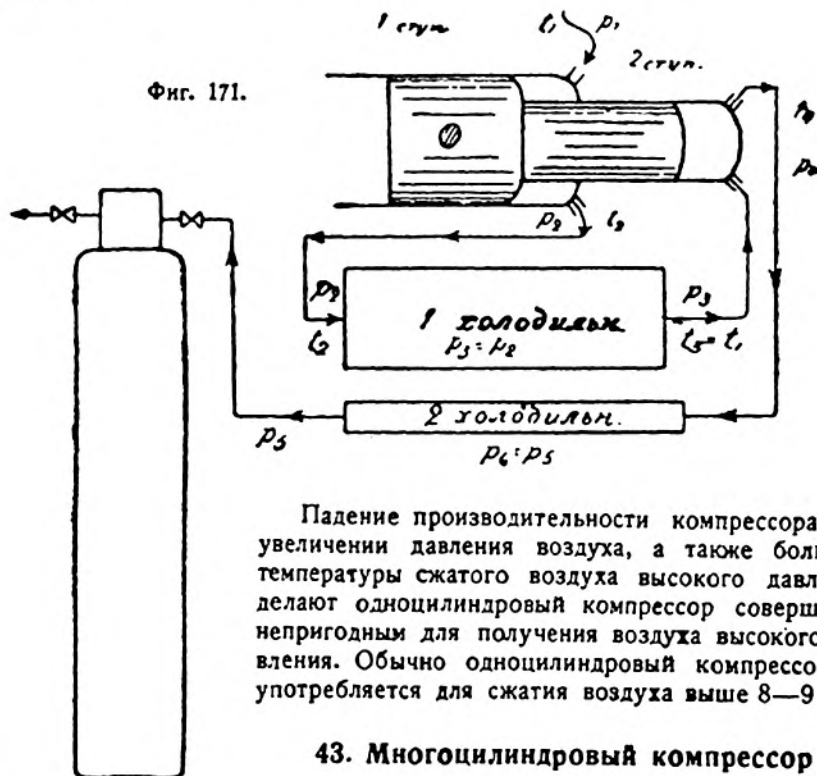
Задаваясь величиной вредного пространства, можно по данной выше формуле определить отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$, при котором прекращается подсос воздуха в компрессор. В табл. 20 приведены значения отношения $\frac{p_2}{p_1}$ при величине вредного пространства в 1, 2 и 3%, при которых: $a = 0,01$, $a = 0,02$, $a = 0,03$.

Таблица 20

Название процесса сжатия	$a = 0,01$	$a = 0,02$	$a = 0,03$
	p_2/p_1	p_2/p_1	p_2/p_1
Изотермическое	101	51	34
Политропическое	254	112	69
Адиабатическое	640	246	139

Табл. 20 отмечает, что предел возможного изменения давления воздуха в цилиндре компрессора с увеличением вредного пространства резко уменьшается.

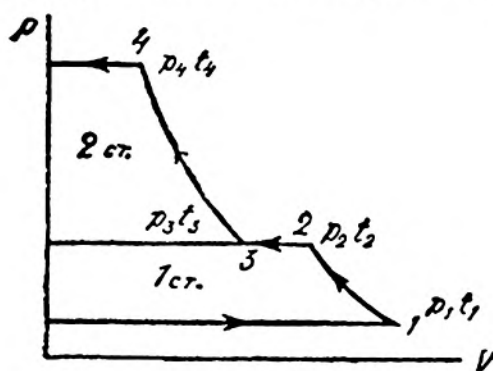
Фиг. 171.



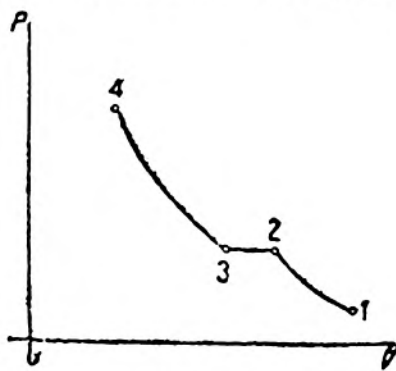
Падение производительности компрессора при увеличении давления воздуха, а также большие температуры сжатого воздуха высокого давления делают одноцилиндровый компрессор совершенно непригодным для получения воздуха высокого давления. Обычно одноцилиндровый компрессор не употребляется для сжатия воздуха выше 8—9 ат.

43. Многоцилиндровый компрессор

Отмеченные выше отрицательные особенности одноцилиндрового компрессора заставляют при получении воздуха высокого давления употреблять



Фиг. 172.



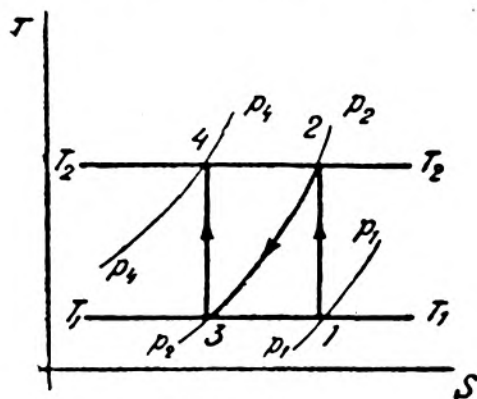
Фиг. 173.

многоцилиндровые компрессоры с промежуточным охлаждением воздуха при переходе из одного цилиндра в другой. При этом на каждый цилиндр ком-

прессора будет приходиться меньшее отношение давлений $\frac{p_2}{p_1}$, а при этом, как отмечалось, интенсивнее используется объем цилиндра. Кроме того, при многоступенчатом сжатии получаются благоприятные условия для смазки цилиндров, так как при меньшем увеличении давления воздуха в каждом цилиндре меньше увеличивается температура воздуха и, кроме того, воздух после каждого цилиндра пропускается через холодильник, в котором охлаждается.

Схема двухступенчатого компрессора дана на фиг. 171, а диаграмма работы компрессора — на фиг. 172.

При прохождении воздуха через холодильник температура воздуха t_2 понижается до начальной температуры, т. е. $t_2 = t_1$. Процесс охлаждения воздуха в холодильнике должен быть изобарическим, без потери давления; последнее осуществляется при достаточном объеме холодильника. Таким образом при промежуточном между ступенями компрессора охлаждении воздуха в каждую ступень будет засасываться воздух с одинаковой температурой, равной примерно температуре помещения. Поскольку повышение



Фиг. 174.



Фиг. 175.

температуры воздуха при сжатии допустимо до вполне определенной величины, зависящей от температуры самовоспламенения смазки, температуры сжатого воздуха во всех ступенях должны быть одинаковые, т. е. $t_2 = t_1$; последнее является основой при расчете компрессора. Равенство температур сжатого воздуха при выходе из всех ступеней компрессора устанавливает вполне определенное допустимое изменение давления воздуха в отдельных ступенях компрессора. При одинаковых температурах выхода сжатого воздуха, как увидим дальше, будет существовать равенство работ, расходуемых на сжатие воздуха в отдельных ступенях компрессора.

Графики процессов адиабатического сжатия воздуха в отдельных ступенях и его охлаждение в холодильниках в системах координат $P-V$ и $T-S$ даны на фиг. 173 и 174. При построении графиков принято, что температура воздуха при входе во все ступени одинакова, а также одинаковы и температуры воздуха при выходе из отдельных цилиндров.

На фиг. 175 и 176 даны диаграммы трехступенчатого компрессора.

Адиабатическое сжатие воздуха в отдельных ступенях на диаграмме

$T-S$ изображается графиками 1—2, 3—4 и 5—6, охлаждение воздуха в холодильниках графиками 2—3 и 4—5.

Необходимое изменение давления воздуха в отдельных ступенях компрессора, при котором осуществляется равенство температур сжатого воздуха при выходе из всех цилиндров, при условии равенства температур входа определяется следующими соображениями.

1. Двухступенчатый компрессор (фиг. 177).

1 ступень:

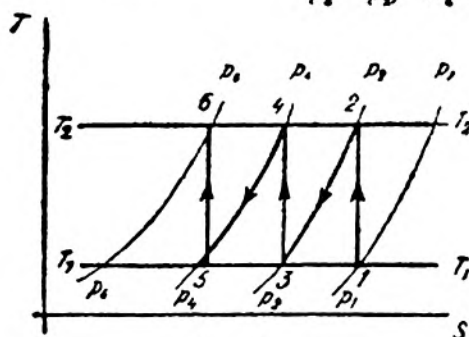
$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (a)$$

2-я ступень:

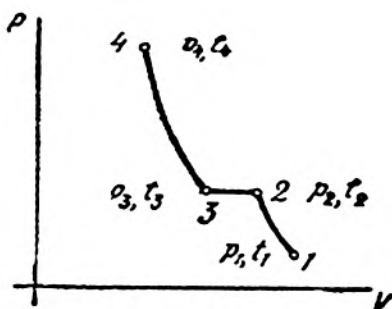
$$\frac{p_3}{p_2} = \left(\frac{T_3}{T_2}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (б)$$

Так как по условию:

$$p_3 = p_2, \quad T_4 = T_2 \text{ и } T_3 = T_1,$$



Фиг. 176.



Фиг. 177.

то правые части равенств (а) и (б) будут равны, а поэтому имеем:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = x,$$

откуда:

$$x = \frac{p_2}{p_1}, \quad x = \frac{p_3}{p_2}; \quad x^2 = \frac{p_2 \cdot p_3}{p_1 \cdot p_2} = \frac{p_3}{p_1} \text{ и } x = \sqrt{\frac{p_3}{p_1}}.$$

Тогда:

$$p_2 = xp_1$$

или:

$$p_2 = \frac{p_3}{x}.$$

Объем воздуха, засасываемого во вторую ступень, определяется по формуле:

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

так как точки 1 и 3 фиг. 177, имея по условию одинаковые температуры, лежат на одной изотерме. Последнее равенство может быть представлено следующим:

$$v_2 = \frac{p_1 v_1}{p_2} = v_1 \frac{1}{x}.$$

Объемами v_1 и v_2 определяются диаметры отдельных цилиндров компрессора.

Объем v_4 сжатого воздуха, даваемого компрессором, находится из равенства:

$$v_4 = v_2 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = v_2 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{v_1}{x} \left(\frac{1}{x}\right)^{\frac{1}{k}} = v_1 \frac{1}{x^{\frac{k+1}{k}}}$$

Температура сжатого воздуха при выходе из цилиндров компрессора может быть определена по формуле:

$$T_4 = T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \cdot x^{\frac{k-1}{k}}$$

II. Трехступенчатый компрессор

Подобно предыдущему, определяются характерные условия работы трехступенчатого компрессора фиг. 178.

Основные задания:

$$\begin{aligned} p_6 &= p_1 \text{ и } p_3 = p_2, \\ t_2 &= t_3 = t_1, \\ t_6 &= t_4 = t_3. \end{aligned}$$

1-я ступень:

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

2-я ступень:

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{T_4}{T_3}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

или

$$\frac{p_4}{p_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}; \quad (\text{б})$$

3-я ступень:

$$\frac{p_6}{p_5} = \left(\frac{T_6}{T_5}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

или

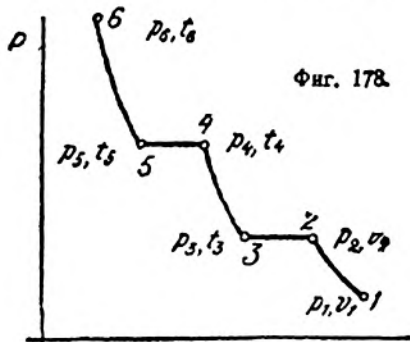
$$\frac{p_6}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (\text{в})$$

Основные условия работы компрессора и его холодильников позволяют отметить, что правые части равенств (а), (б) и (в) равны, что приводит к равенству левых частей, т. е.:

$$x = \frac{p_6}{p_1} = \frac{p_4}{p_2} = \frac{p_2}{p_1},$$

откуда:

$$x^3 = \frac{p_6 \cdot p_4 \cdot p_2}{p_1 \cdot p_2 \cdot p_1} = \frac{p_6}{p_1}$$



Фиг. 178.

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_2}{p_1}}$$

Тогда:

$$p_2 = xp_1 \text{ и } p_2 = p_1 x^3 = \bar{p}_1 x^3.$$

Объемы v_2 и v_3 определяются по формулам:

$$v_2 = \frac{v_1 p_1}{p_2} = \frac{v_1}{x} \text{ и } v_3 = \frac{v_1 p_1}{p_2} = \frac{v_1}{x^3}.$$

Последние две формулы суть формулы изотермы, на которой лежат точки 1, 3 и 5.

Объем v_6 найдется по формуле:

$$v_6 = v_3 \left(\frac{p_3}{p_6}\right)^{\frac{1}{k}} = v_3 \left(\frac{p_1}{p_6}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{v_1}{x^3} \frac{1}{x^{\frac{1}{k}}} = \frac{v_1}{x^{\frac{2k+1}{k}}}.$$

Температура сжатого воздуха определяется по формуле:

$$T_6 = T_1 = T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 x^{\frac{k-1}{k}}.$$

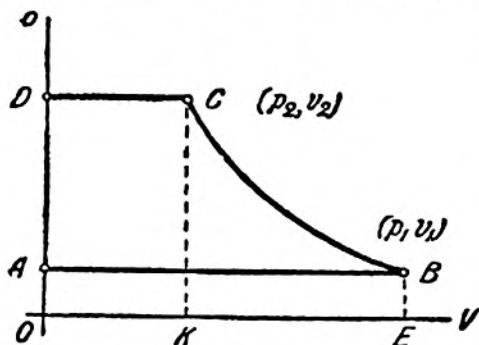
44. Определение работы, расходуемой на сжатие воздуха в компрессоре

а) Одноцилиндровый компрессор

Искомая работа, изображаемая на фиг. 179 площадью $ABCD$, обычно определяется по давлению сжатого воздуха p_2 , давлению всасывания p_1 и объему v_1 воздуха, всасываемого в цилиндр компрессора. Вместо объема v_1 может быть задан объем сжатого воздуха v_2 .

1. Заданием является объем v_1 всасываемого в компрессор воздуха.

Искомая работа L определяется следующим равенством:



Фиг. 179

При этом:

$$L_1 = \text{пл. } ODCK = p_2 v_2;$$

$$L_2 = \text{пл. } KCBE = \int_{v_1}^{v_2} p dv;$$

$$L_3 = \text{пл. } OABE = p_1 v_1.$$

$$L = L_1 + L_2 - L_3 = \text{пл. } ODCK + \text{пл. } KCBE - \text{пл. } OABE.$$

Работа L_2 в зависимости от характера сжатия воздуха в компрессоре, т. е. от характера кривой BC , равняется:

$$1. BC — \text{изотерма: } L_2 = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1};$$

$$2. BC — \text{адиабата: } L_2 = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1);$$

$$3. BC — \text{политропа: } L_2 = \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Тогда полная работа L в трех отмеченных случаях будет равняться:

1. Изотермическое сжатие:

$$\begin{aligned} L &= p_2 v_2 + 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1} - p_1 v_1 = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1}; \\ L &= 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1}, \end{aligned} \quad (61)$$

так как при изотермическом сжатии $p_1 v_1 = p_2 v_2$.

2. Адиабатическое сжатие:

$$\begin{aligned} L &= p_2 v_2 + \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_1 v_1 = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \\ &= \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left(\frac{p_2 v_2}{p_2 v_1} - 1 \right) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \\ L &= \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (62)$$

Работа L при адиабатическом сжатии очень просто находится по диаграмме $i-s$ для воздуха.

При адиабатическом сжатии работа L может быть определена по формуле:

$$\begin{aligned} L &= L_1 + L_2 - L_3 = p_2 v_2 + 427 (U_2 - U_1) - p_1 v_1 = \\ &= 427 [(U_2 + A p_2 v_2) - (U_1 + A p_1 v_1)]. \end{aligned}$$

Выражение $u + A p v$ есть теплосодержание газа, обозначаемое через i , тогда:

$$U_2 + A p_2 v_2 = i_2, \quad U_1 + A p_1 v_1 = i_1$$

и

$$L = 427 (i_2 - i_1). \quad (63)$$

Функция $i = U + A p v$, называемая теплосодержанием газа, для каждого состояния газа принимает вполне определенное значение, соответствующее этому состоянию. Последнее позволяет принять теплосодержание за параметр газа и построить диаграмму $i-s$, которая значительно упрощает подсчеты во многих термодинамических процессах, протекающих как с газом, так и с паром. В системе координат $i-s$ теплосодержание газа откладывается на оси ординат, а энтропия — на оси абсцисс.

Изобары и изоплеры в системе $i-s$ будут логарифмические кривые, которые можно построить по точкам. Адиабаты в системе $i-s$, так же, как и в системе $T-S$, будут вертикали.

Значение теплосодержания выясняется при преобразовании основной формулы

$$i = U + Apv:$$

$$di = dU + Ad(pv) = c_p dT + ARdT = (c_p + AR) dT = c_p dT,$$

откуда $i = c_p T + c$, где $c = \text{const}$, тогда:

$$i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1).$$

Последнее равенство отмечает, что в процессе постоянного давления тепло, подводимое к газу, расходуется на изменение его теплосодержания.

Как уже отмечалось, изобары в системе $i-s$ могут быть построены по точкам, при этом i и s при различных состояниях газа при $p = \text{const}$ определяются по формулам:

$$i = c_p T + c_1;$$

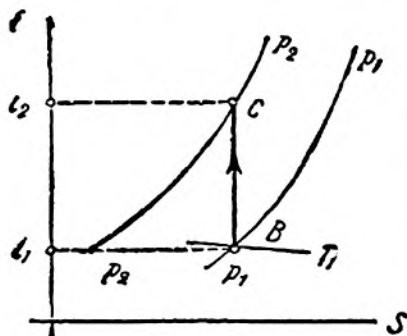
$$S = c_p \ln T + c_2 \text{ (см. п. 35).}$$

Приведенные уравнения позволяют заключить, что изобары в системе $i-s$ будут эквидистантные кривые.

Изоплеры в системе $i-s$ определяются уравнениями:

$$i = c_p T + c_1;$$

$$S = c_p \ln T + c_2.$$



Фиг. 180.

Нетрудно видеть, что изоплеры, будучи эквидистантными кривыми, располагаются в системе $i-s$ более круто, чем изобары.

Если учесть переменность теплоемкости от температуры, принимая функциональную зависимость согласно уравнения $c_p = a + bT$, то уравнения, определяющие в системе $i-s$ изобару, примут вид:

$$i = \left(a + \frac{b}{2} T\right) T + c_1$$

$$S = a \ln T + bT + c_2.$$

При определении работы компрессора разность теплосодержаний $i_2 - i_1$ находится на диаграмме $i-s$. На фиг. 180 дана схема определения на диаграмме $i-s$ разности $i_2 - i_1$. Точки B и C на диаграмме $i-s$ определяются начальными данными.

Положение же точек B и C определяет теплосодержания i_1 и i_2 , входящие в формулу работы компрессора.

Диаграмма $i-s$ воздуха дана в приложении.

3. Политропическое сжатие.

Работа L определяется по формуле:

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (64)$$

II. Заданием является конечный объем v_2 сжатого воздуха.
1. Изотермическое сжатие.

$$L = 2,303 p_2 v_2 \lg \frac{p_2}{p_1}. \quad (65)$$

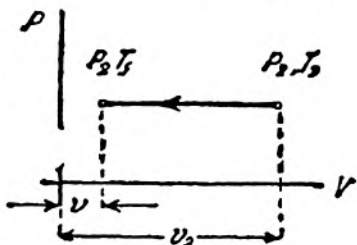
2. Адиабатическое сжатие.

$$\begin{aligned} L &= p_2 v_2 + \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_1 v_1 = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \\ &= \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left(1 - \frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} \right) = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]; \\ L &= \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \end{aligned} \quad (66)$$

3. Политропическое сжатие.

$$L = \frac{n}{n-1} p_2 v_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (67)$$

Так как при адиабатическом сжатии температура воздуха возрастает, то объем v_2 , входящий в формулу (66), учитывает объем горячего сжатого воздуха. Обычно после сжатия воздух проходит через холодильник, в котором процессом $p = \text{const}$ температура его понижается до начальной. Из холодильника сжатый воздух поступает уже в воздушный резервуар. Поэтому, если от компрессора необходимо получить v м³ холодного воздуха, то объем v_2 — объем горячего воздуха, до которого происходит сжатие воздуха в компрессоре и с которым воздух поступает в холодильник, определяется по объему v из формул:



$$\frac{v_2}{v} = \frac{T_2}{T_1}, \text{ откуда } v_2 = v \frac{T_2}{T_1}.$$

Измерение параметров воздуха при прохождении холодильника дано на фиг. 181.

Подставляя значение v_2 в формулу (66), определяем работу L по объему холодного сжатого воздуха:

$$L = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} p_2 v \frac{T_2}{T_1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right];$$

но

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

как формула соотношения параметров для крайних точек адиабатического процесса BC; тогда:

$$L = \frac{k}{k-1} p_2 v \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} p_2 v \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Подобным же образом определяется формула работы для политропического сжатия, которая будет иметь вид:

$$L = \frac{n}{n-1} p_2 v \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right].$$

В табл. 21 даны значения работы L , расходуемой на сжатие воздуха в компрессоре.

Таблица 21

Работа, необходимая для получения 1 м³ сжатого воздуха заданного давления

Начальное давление $p_1 = 1 \text{ ат}$ (сжатый воздух — холодный)

Характер сжатия	2 ат	3 ат	4 ат	5 ат	6 ат
1. Изотермич. сжатие	13 818	33 163	55 272	80 605	108 241
2. Политроп. >	14 400	36 000	62 400	93 000	126 000
3. Адиабатическ. >	14 700	38 850	68 600	99 750	144 900

Таблица 21 (продолжение)

Характер сжатия	7 ат	8 ат	9 ат	10 ат
1. Изотермич. сжатие	138180	165 816	198 058	230 300
2. Политроп. >	159 600	198 800	237 600	222 000
3. Адиабатическ. >	181 300	226 800	274 050	325 500

На диаграмме III даны кривые работы L .

Пример 65. В компрессор в час засасывается 200 м³ воздуха. Давление воздуха при сжатии меняется с 1 до 8 ат. Начальная температура воздуха 27° Ц.

Определить: 1) температуру сжатого воздуха при выходе из компрессора; 2) объем сжатого воздуха (часовой); 3) работу и мощность, расходуемые на сжатие воздуха. Пример проделать для изотермического, адиабатического и политропического сжатия воздуха. Показатель политропы принять равным $n = 1,2$.

1. Изотермическое сжатие.

$$T_2 = T_1 = 300^\circ;$$

$$v_2 = v_1 \frac{p_1}{p_2} = \frac{200}{8} = 25 \text{ м}^3;$$

$$L = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1} = 2,303 \cdot 10^4 \cdot 200 \cdot \lg 8 = 4 145 400 \text{ кдж};$$

$$N = \frac{L}{3 600 \cdot 75} = 15,3 \text{ л. с.}$$

II. Адиабатическое сжатие.

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 300 \cdot 8^{\frac{2}{7}} = 540^\circ;$$

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = 200 \cdot \left(\frac{1}{8} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 45,4 \text{ м}^3;$$

$$L = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = \frac{1,4}{0,4} \cdot 10^4 \cdot 200 \cdot [8^{\frac{2}{7}} - 1] = 5\,600\,000 \text{ кДж};$$

$$N = \frac{L}{3\,600 \cdot 75} = 20 \text{ л. с.}$$

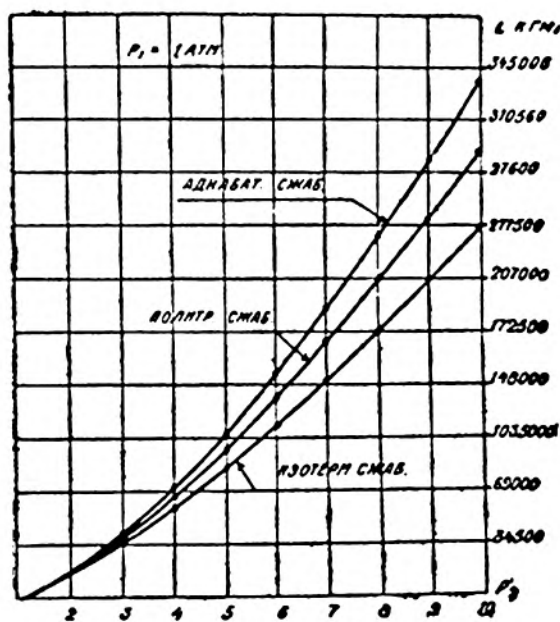


Диаграмма III.

III. Политропическое сжатие.

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = 300 \cdot (8)^{\frac{1}{6}} = 424^\circ;$$

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = 200 \cdot \left(\frac{1}{8} \right)^{\frac{1}{1,2}} = 35,4 \text{ м}^3.$$

$$L = \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = \frac{1,2}{0,2} \cdot 10^4 \cdot 200 \cdot [8^{\frac{1}{6}} - 1] = 4\,800\,000 \text{ кДж};$$

$$N = \frac{L}{3\,600 \cdot 75} = 17,7 \text{ л. с.}$$

Сжатие	Параметры после сжатия		Работа Лкгм	Мощность Н в. с.
	T_2°	V_2 м ³		
Изотермическое	300	25	4 145 400	15,3
Политропическое	424	35,4	4 800 000	17,7
Адиабатическое	540	45,3	5 000 000	20

Примечание. Работа, расходуемая за час на сжатие воздуха в компрессоре, определяется по формуле работы одного цикла, в которую вставляется часовой объем воздуха. Действительно, если в компрессор в час засасывается v м³ воздуха и компрессор в час имеет n циклов, то за один цикл в компрессор будет засасываться $\frac{v}{n}$ м³ воздуха, и тогда часовая работа определится по формуле:

$$L = nL \text{ цикла} = n \cdot 2,303 \cdot p_1 \frac{v}{n} \lg \frac{p_2}{p_1} = 2,303 p_1 v \lg \frac{p_2}{p_1}.$$

Таким же образом часовой объем сжатого воздуха по часовому объему всасываемого воздуха определяется по формуле соотношения параметров одного цикла.

В предыдущем примере работа при адиабатическом сжатии может быть определена по диаграмме $i-s$ воздуха, по формуле:

$$L = G \cdot 427 (i_2 - i_1).$$

По диаграмме $i-s$ (см. приложение) находим, что $i_2 - i_1 = 60$.

Тогда работа будет равна:

$$L = 427 \frac{p_1 v_1}{RT_1} (i_2 - i_1) = \frac{10^4 \cdot 200}{29,27 \cdot 300} \cdot 427 \cdot 60 = 56 700 000 \text{ кгм.}$$

Схема использования диаграммы $i-s$ дана на фиг. 182.

б) Многоцилиндровый компрессор

Как выше отмечалось, температуры сжатого воздуха при выходе из отдельных ступеней компрессора должны быть одинаковые; также должны быть одинаковыми и температуры воздуха при входе во все ступени. Равенство температуры воздуха при всасывании в отдельные цилиндры создается холодильниками, а равенство температур сжатого воздуха достигается соответственным изменением давления воздуха во всех цилиндрах.

Равенство отмеченных температур создается при следующем изменении давлений воздуха в отдельных ступенях.

1. Двухступенчатый компрессор:

$$\frac{p_4}{p_2} = \frac{p_2}{p_1} \text{ и } p_2 = p_1 x; \text{ где } x = \sqrt{\frac{p_4}{p_1}}.$$

2. Трехступенчатый компрессор:

$$\frac{p_6}{p_4} = \frac{p_4}{p_2} = \frac{p_2}{p_1} \text{ и } p_2 = p_1 x; p_4 = p_1 x^2, \text{ где } x = \sqrt[3]{\frac{p_6}{p_1}}.$$

При равенстве температур воздуха при входе в цилиндр и равенстве температур при выходе во всех ступенях будут расходоваться одинаковые работы на сжатие воздуха,

Действительно, работа отдельных ступеней фиг. 185 определяется по формулам:

1-я ступень:

$$L_1 = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{k}{k-1} GRT_1 \left[x^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right];$$

2-я ступень:

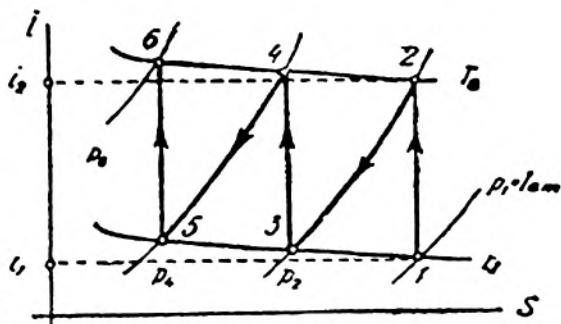
$$L_2 = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[\left(\frac{p_4}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{k}{k-1} GRT_2 \left[x^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right];$$

3-я ступень:

$$L_3 = \frac{k}{k-1} p_3 v_3 \left[\left(\frac{p_6}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{k}{k-1} GRT_3 \left[x^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

При равенстве температуры воздуха при входе в отдельные цилиндры, т. е. $T_1 = T_2 = T_3$, правые части формул работ будут одинаковые, что приводит к равенству $L_1 = L_2 = L_3$, и тогда полная работа, расходуемая в трех ступенях компрессора, будет равна $L = 3L_1$.

При адиабатическом сжатии воздуха в отдельных ступенях полная работа L может быть определена также по формуле:



Фиг. 183.

$$L = 3L_1 = 3 \cdot 427 G (i_2 - i_1).$$

Схема определения i_2 и i_1 по диаграмме $i-s$ и изображение цикла многоступенчатого компрессора в диаграмме $i-s$ даны на фиг. 183.

45. Определение теплоты, отнимаемой от воздуха при его изотермическом и политропическом сжатии в компрессоре

а) Одноступенчатый компрессор

1. Изотермическое сжатие.

$$-Q = -AL = -\frac{1}{427} \cdot 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1} = -0,0054 p_1 v_1 \lg \frac{p_2}{p_1}.$$

2. Политропическое сжатие.

$$\begin{aligned} -Q &= c_p (T_2 - T_1) - AL = \frac{c_p}{R} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - A \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \\ &= A \left(\frac{1}{k-1} - \frac{1}{n-1} \right) (p_2 v_2 - p_1 v_1) = A \frac{n-k}{(k-1)(n-1)} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \end{aligned}$$

Полная работа, расходуемая при описывании цикла в компрессоре, определяется по формуле:

$$L = \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1),$$

поэтому:

$$\frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{L}{n}$$

и тогда:

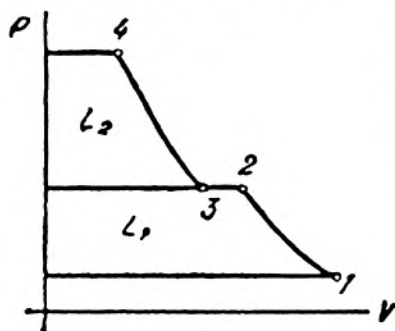
$$-Q = A \frac{n-k}{k-1} \frac{L}{n}.$$

б) Многоступенчатый компрессор

Количество тепла, отнимаемое при сжатии воздуха в многоцилиндровом компрессоре, равно сумме теплот, отнимаемых от воздуха в отдельных ступенях. При одинаковых температурах воздуха при входе в цилиндры компрессора и при одинаковых температурах воздуха при выходе из цилиндров наблюдается, как выше отмечалось, равенство работ, расходуемых на сжатие воздуха в отдельных ступенях, а последнее приведет к равенству теплот, отнимаемых от воздуха во всех цилиндрах.

Тогда для трехцилиндрового компрессора будем иметь:

$$Q = 3Q_1.$$



Фиг. 184.

Пример 66. В двухступенчатом компрессоре воздух сжимается от 1 до 64 ат. Начальная температура воздуха 27° Ц. Компрессор в час дает 4 м³ сжатого воздуха.

Определить: 1) давление p_2 , до которого сжимается воздух в первой ступени; 2) температуры $t_1 = t_2$; 3) объемы v_2 и v_1 (часовые), с которыми воздух засасывается в обе ступени; 4) объем v_2 , до которого воздух

сжимается в первой ступени; 5) работы $L_1 = L_2$ и полную работу L ; 6) количество воды, пропускаемое в час через рубашку компрессора, если вода, проходя через рубашку, нагревается на 15° . Пример проделать для политропического сжатия, полагая показателем политропы $n = 1,2$. Диаграмма компрессора дана на фиг. 184.

Определяем x :

$$x = \sqrt{\frac{p_4}{p_1}} = \sqrt{64} = 8.$$

Тогда:

$$p_2 = p_1 x = 1 \cdot 8 = 8 \text{ ат},$$

так как $T_1 = T_2$, то:

$$v_2 = \frac{p_1 \cdot v_1}{p_2} = v_1 \cdot x = 4 \cdot 8 = 32 \text{ м}^3;$$

$$v_1 = v_2 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} = v_2 x \cdot x^{-\frac{1}{n}} = v_2 x^{\frac{n-1}{n}} = 4 \cdot 8^{\frac{1,2-1}{1,2}} = 180,8 \text{ м}^3;$$

так как

$$T_1 = T_3, \text{ то } v_3 = v_1 \frac{p_1}{p_3} = v_1 x^{\frac{n+1}{n}} \cdot \frac{1}{x} = v_1 x^{\frac{1}{n}} = 4 \cdot 8^{\frac{1}{1,2}} = 22,8 \text{ м}^3;$$

$$\begin{aligned} L_1 = L_2 &= \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \\ &= \frac{1,2}{0,2} \cdot 64 \cdot 10^4 \cdot 4 \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{8}\right)^{\frac{0,2}{1,2}} \right] = 4\,608\,000 \text{ кгм}. \end{aligned}$$

Тогда полная работа двух ступеней будет равна:

$$L = 2L_2 = 9\,216\,000 \text{ кгм};$$

$$-Q = A \frac{n-k}{k-1} \frac{L}{n} = \frac{1}{427} \cdot \frac{1,2-1,4}{1,4-1} \cdot \frac{4\,608\,000}{1,2} = 4\,496 \text{ кал}.$$

Полная теплота, отнимаемая от воздуха, при сжатии в двух ступенях будет равна: $-Q = -2Q_1 = 8\,992 \text{ кал}$. Количество воды, пропускаемое за час, через рубашку компрессора, будет равно:

$$G = \frac{Q}{\Delta T} = \frac{8\,992}{15} = 5\,999,4 \text{ кг}.$$

Пример 67. В трехступенчатом компрессоре давление воздуха меняется от 0,8 до 100 ат. В компрессор в час засасывается 60 м^3 воздуха.

Определить:

- 1) объемы (часовые) v_2 , v_3 , v_4 , v_5 и v_6 ;
- 2) p_2 и p_4 ;
- 3) $L_1 = L_2 = L_3$ и L .

Пример проделать для адиабатического сжатия (фиг. 185). Определяем x :

$$x = \frac{p_6}{p_4} = \frac{p_4}{p_2} = \frac{p_2}{p_1};$$

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_6}{p_1}} = \sqrt[3]{\frac{100}{0,8}} = 5$$

Тогда:

$$p_2 = p_1 x = 0,8 \cdot 5 = 4 \text{ ат};$$

$$p_4 = p_1 x^3 = 0,8 \cdot 5^3 = 20 \text{ ат};$$

$$\left. \begin{aligned} v_3 &= \frac{v_1 p_1}{p_3} = v_1 \frac{1}{x} = \frac{60}{5} = 12 \text{ м}^3 \\ v_5 &= \frac{v_1 p_1}{p_5} = \frac{v_1}{2} = \frac{60}{2} = 30 \text{ м}^3 \end{aligned} \right\} T_1 = T_3 = T_5$$

$$v_2 = \frac{v_1 p_1}{p_2} = \frac{v_1}{5} = \frac{60}{5} = 12 \text{ м}^3$$

$$v_4 = \frac{v_1 p_1}{p_4} = \frac{v_1}{25} = \frac{60}{25} = 2,4 \text{ м}^3$$

Процесс 1-2.

$$v_1 = v_2 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} = v_2 \left(\frac{1}{5} \right)^{\frac{1}{k}} = \frac{60}{5^{1,4}} = 18,7 \text{ м}^3.$$

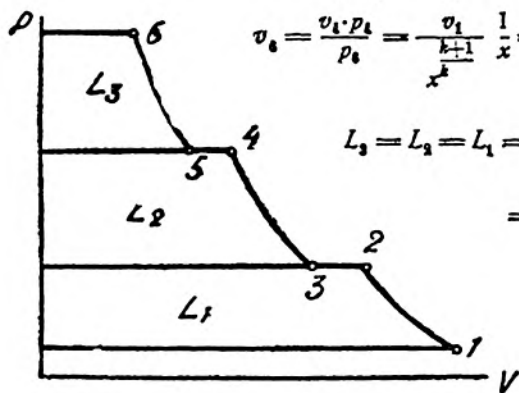
Так как

$$T_3 = T_4 = T_5,$$

то

$$v_4 = \frac{v_2 p_2}{p_4} = \frac{v_1}{x^k \cdot x} = \frac{v_1}{x^{k+1}} = \frac{60}{5^{2,4}} = 3,8 \text{ м}^3;$$

$$v_6 = \frac{v_4 p_4}{p_6} = \frac{v_1}{x^{k+1}} \cdot \frac{1}{x} = \frac{v_1}{x^{2k+1}} = \frac{60}{5^{5,4}} = 0,8 \text{ м}^3;$$



$$L_3 = L_2 = L_1 = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] =$$

$$= \frac{1,4}{0,4} 0,8 \cdot 10^4 \cdot 60 \cdot \left[5^{\frac{0,4}{1,4}} - 1 \right] =$$

$$= 1\,008\,000 \text{ кгм};$$

$$L = 3L_1 = 3\,024\,000 \text{ кгм}.$$

Фиг. 185.

ПРИМЕР 68. Определить количество воды в кг, пропускаемое в час через рубашку холодильника, если первая ступень компрессора в час дает 30 м³ воздуха. Давление воздуха в первой ступени доводится до 7 ат. Начальная температура воздуха и его температура при выходе из холодильника равны 27° Ц.

Вода, проходя через рубашку холодильника, нагревается на 10° Ц. Теплоемкость воздуха $c_p = 0,28$.

Определяем температуру воздуха при входе в холодильник:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \text{ откуда: } T_2 = 300 \cdot 7^{\frac{2}{7}} = 510^\circ.$$

Процесс охлаждения воздуха в холодильнике изобарический, поэтому воздух в этом процессе теряет тепло, равное:

$$Q = Gc_p(T_2 - T_1),$$

где

$$G = \frac{pv}{RT_2} = \frac{10^4 \cdot 7 \cdot 30}{29,27 \cdot 510} = 148 \text{ кг},$$

тогда:

$$Q = 148 \cdot 0,28 \cdot (510 - 300) = 8702 \text{ кал/час}$$

Тепло, отдаваемое воздухом, воспринимается водой, при этом температура воды возрастает с t до t_2 . Тогда вес воды G_w определится из равенства:

$$Q = G_w(t_2 - t_1),$$

откуда:

$$G = \frac{Q}{t_2 - t_1} = \frac{8702}{10} = 870,2 \text{ кг}.$$

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

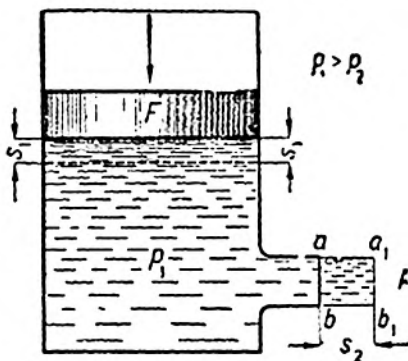
46. Истечение газов

Пусть под влиянием разности давлений внутри сосуда и наружной среды имеется установившееся истечение жидкости через отверстие ab (фиг. 186).

Обозначим давление в сосуде через p_1 в среде p_2 , площадь сечения сосуда через F и выходного сечения ab через f . Тогда сила, выталкивающая из сосуда жидкость, будет $p_1 F$, а препятствующая ее вытеканию в среду — $p_2 f$.

Можно представить, что постоянное давление p_1 внутри сосуда осуществляется передвижением поршня, опускающегося при вытекании жидкости на соответствующую высоту. Положим, что при вытекании одного килограмма жидкости поршень F опустится на высоту s_1 , а сечение ab струи жидкости передвинется на расстояние s_2 . При этих перемещениях сила $p_1 F$ разовьет работу $p_1 F s_1$, часть которой, в размере $p_2 f s_2$, будет израсходована на преодоление сопротивления среды. Под влиянием разности работ внешних сил, равной $p_1 F s_1 - p_2 f s_2$, устанавливается истечение жидкости, т. е. происходит увеличение живой силы струи. Если допустить, что начальная скорость жидкости внутри сосуда равна нулю, то приращение живой силы струи будет $\frac{w^2}{2g}$ (для 1 кг), где w — скорость жидкости в выходном сечении ab . Так как приращение живой силы струи происходит под влиянием разности работы внешних сил, то:

$$\frac{w^2}{2g} = p_1 F s_1 - p_2 f s_2.$$



Фиг. 186.

Произведения Fs_1 и fs_2 есть удельные объемы v_1 и v_2 , которые для несжимаемой жидкости будут между собой равны, т. е. $v_1 = v_2 = v$.

Поэтому:

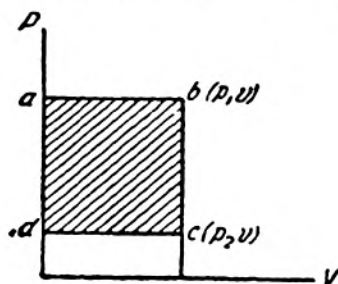
$$\frac{w^2}{2g} = p_1 Fs_1 - p_2 fs_2 = p_1 v_1 - p_2 v_2 = v(p_1 - p_2),$$

откуда:

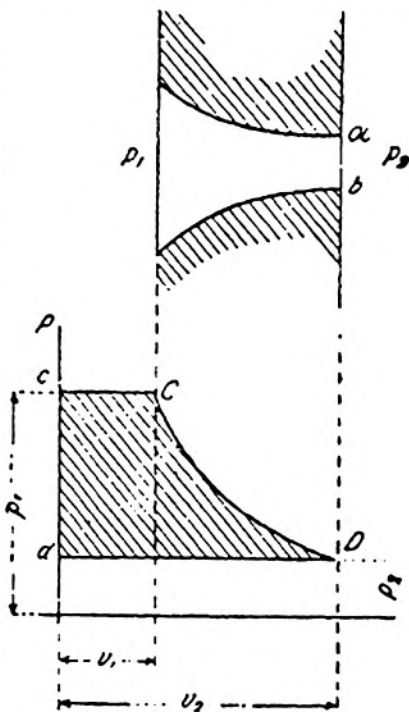
$$w = \sqrt{2gv(p_1 - p_2)} = \sqrt{2g \frac{p_1 - p_2}{\gamma}}; \quad w = \sqrt{2g \frac{p_1 - p_2}{\gamma}}. \quad (68)$$

Разность работ внешних сил, расходуемая на приращение кинетической энергии струи, может быть представлена графически площадью $abcd$ (фиг. 187).

Если из сосуда будет происходить вытекание не жидкости, а пара или газа, то равенства объемов v_1 и v_2 наблюдаться не будет. При уменьшении давления газа при прохождении его через сопло происходит увеличение удельного объема, т. е. наблюдается расширение газа, причем закон изменения параметров p и v представляется некоторой кривой CD (фиг. 188). Последнее отмечает, что приращение живой силы струи газа будет происходить не только под



Фиг. 187.



Фиг. 188.

влиянием разности работ внешних сил, равной $p_1 v_1 - p_2 v_2$, но и работы, развиваемой при расширении газа по ветке CD .

Работа расширения равна $\int_{v_1}^{v_2} p dv$, поэтому полная работа будет:

$$L = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Процесс расширения газа по ветке CD может быть принят за адиабатический, так как сопло извне не нагревается и не охлаждается, тогда:

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

а полная работа:

$$L = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \\ = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Преобразуем последнее выражение, беря за скобки произведение $p_1 v_1$ и пользуясь формулами соотношения параметров адиабатического процесса:

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

$$L = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right].$$

Искомая скорость истечения газа, определяемая по формуле

$$w = \sqrt{2gL},$$

будет равна:

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \quad (69)$$

Полная работа, создающая увеличение кинетической энергии струи газа, графически представится площадью $CcdD$ (фиг. 188).

Определение секундного расхода газа

Секундный расход газа в кг равняется секундному объему газа, вытекающему через выходное сечение f , деленному на удельный объем газа v_2 : $G_s = \frac{V_s}{v}$, но $V_s = fw$, а удельный объем v_2 можно заменить через начальный объем газа v_1 по формуле (адиаб. проц.);

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

поэтому:

$$G = \frac{fw}{v} = f \frac{w}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

Подставляя в формулу секундного объема значение w и вводя под знак радикала выражение:

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

получим:

$$G_{\text{сек}} = f \frac{1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \\ = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}; \\ G_{\text{сек}} = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}. \quad (70)$$

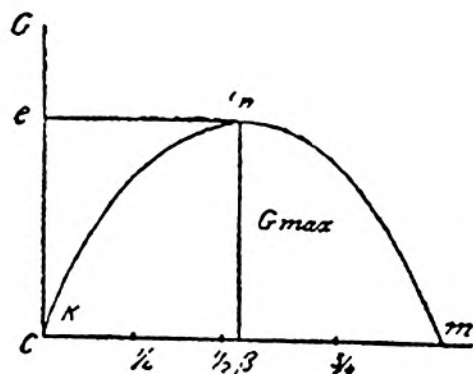
47. Исследование формул скорости истечения и секундного расхода газа. Гипотеза Сан-Венана и Вантцеля. Определение максимальной скорости и максимального секундного расхода

Скорость истечения и секундный расход при заданном начальном состоянии газа, как отмечают формулы (69) и (70), зависят от отношения давлений $\frac{p_2}{p_1}$, т. е. от величины давления p_2 . С уменьшением противодавления p_2 , а следовательно, и $\frac{p_2}{p_1}$ скорость истечения и величины секундного расхода газа должны увеличиваться, так как при этом уменьшается расход работы, тратящейся на преодоление сопротивления среды, препятствующей вытеканию. Принятое при исследовании явления истечения предположение, что увеличение кинетической энергии струи создается разностью работ внешних сил $p_1 v_1 - p_2 v_2$ (где p_2 — давление среды), приводит нас к заключению, что при последовательном уменьшении p_2 расход увеличивается и при

$$p_2 = 0 \left(\frac{p_2}{p_1} = 0 \right)$$

должен равняться максимальной величине, так как при истечении в вакуум не наблюдается сопротивления среды. Но анализ формулы

$$G_c = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$



Фиг. 189.

дает совершенно иной характер зависимости G от $\frac{p_2}{p_1}$.

Действительно, подставляя в формулу G значение $\frac{p_2}{p_1} = 1$ ($p_2 = p_1$), находим $G_c = 0$, т. е. истечения газа не происходит; с уменьшением величины $\frac{p_2}{p_1}$ расход возрастает, причем при некотором отношении $\frac{p_2}{p_1} = \beta$, — значение секундного расхода, — будет максимальным, а при дальнейшем уменьшении $\frac{p_2}{p_1}$ величина G_c , определяемая

из ф-лы (70), убывает и при $\frac{p_2}{p_1} = 0$ равняется нулю.

Откладывая на оси абсцисс различные значения $\frac{p_2}{p_1}$, положим:

$$\frac{p_2}{p_1} = 0; \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{4}; \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{2}; \quad \frac{p_2}{p_1} = \beta; \quad \frac{p_2}{p_1} = 1.$$

а на ось ординат соответствующие отношения $\frac{p_2}{p_1}$ — величины секундных

расходов, определенных по формуле (70), получим кривую $плк$, выражающую зависимость G от $\frac{p_2}{p_1}$ (фиг. 189).

Опытное исследование явления истечения дает иные результаты, чем анализ формулы (70) и наши начальные заключения о зависимости G от p_2 .

С изменением $\frac{p_2}{p_1}$ от 1 до β расход G возрастает до максимума, согласно линии $мл$, при дальнейшем же уменьшении $\frac{p_2}{p_1}$ от β до 0 расход G остается постоянным, т. е. зависимость G от p_2 пропадает.

График для интервала $0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta$ будет линия $пг$.

Следовательно, для $\beta < \frac{p_2}{p_1} < 1$ результаты опыта совпадают с данными анализа формулы (70), а для $0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta$ данные опыта и теории расходятся.

Для объяснения указанного явления Сан-Венан и Вантцель предложили следующую гипотезу: давление p_2 в устье выходного сечения, которое и является противодействием вытекающей струи, не при всех условиях равняется давлению окружающей среды. Для значений $\beta < \frac{p_2}{p_1} < 1$ давление в устье p_2 равно давлению среды, поэтому результаты опыта и теории совпадают, но при $0 < \frac{p_2}{p_1} < \beta$ давление в устье не равно давлению среды, причем, как бы ни уменьшалось давление среды, давление в устье остается постоянным; последнее создает постоянный, не зависящий от давления среды, расход газа.

Рассматриваемое явление можно объяснить также следующим: через габарит выходного сечения ab можно пропустить вполне определенное количество молекул тела, а поэтому установившаяся при некотором давлении p_1 максимальная пропускная способность не может увеличиться с дальнейшим уменьшением p_2 .

Определение критического отношения $\beta = \frac{p_2}{p_1}$, критической скорости истечения и максимального секундного расхода газа.

Как выше отмечалось, при некотором значении $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ происходит наиболее интенсивное истечение газа.

Величина β носит название критического отношения давлений. Чтобы определить $\beta = \frac{p_2}{p_1}$, надо найти значение $\frac{p_2}{p_1}$, при котором функция:

$$G = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

имеет максимальное значение. В последней формуле переменной является величина:

$$\left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]$$

и G_{\max} будет совпадать с максимумом этого выражения. Поэтому при отыскании G_{\max} берем производную от

$$\left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right],$$

приравниваем ее к нулю и значение $\frac{p_2}{p_1}$, обращающее производную в нуль, будет β , соответствующее G_{\max} .

Первая производная равняется:

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}$$

тогда β определится из равенства:

$$\text{откуда:} \quad \frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,$$

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2-k}{k}} = \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}},$$

или, деля обе части равенства на

$$\frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2-k}{k}},$$

находим:

$$\frac{2}{k+1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

или:

$$\beta = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Итак, критическое отношение давлений равняется:

$$\beta = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (71)$$

Формула (71) указывает, что критическое отношение давлений зависит только от природы вытекающего тела, так как для каждого тела имеется свое значение $k = \frac{c_p}{c_v}$.

Вспомня средние значения коэффициента k для идеальных газов, найдем соответствующие значения β по формуле:

$$\beta = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Идеальный газ — коэффициент $k = 1,4$ при этом $\beta = 0,528$.

Подставляя в формулы (69) и (70) значение

$$\frac{p_2}{p_1} = \beta = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

при котором должна наступать наибольшая интенсивность вытекания струи,

определим максимальную или критическую скорость истечения и максимальный секундный расход газа.

$$\begin{aligned}
 w_{\max} &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\
 &= \sqrt{2g \frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k} \cdot \frac{k}{k-1}} \right]} = \\
 &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \frac{2}{k+1} \right]} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1} \\
 G_{\max} &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} = \\
 &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k} \cdot \frac{k}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k} \cdot \frac{k}{k-1}} \right]} = \\
 &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}} \right]} = \\
 &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \left[1 - \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1} - \frac{2}{k-1}} \right]} = \\
 &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \cdot \frac{k-1}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} = \\
 &= f \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}}.
 \end{aligned}$$

Итак:

$$w_{\max} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1} \quad (72)$$

и

$$G_{\max} = f \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}} \quad (73)$$

Подставляя в ф-лу (72) и значения k для газа и $g = 9,81$, найдем:

$$\begin{aligned}
 w_{\max} &= \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1} = 3,38 \sqrt{p_1 v_1} = 3,38 \sqrt{RT_1} \\
 w_{\max} &= 3,38 \sqrt{RT_1}.
 \end{aligned} \quad (74)$$

Определение скорости w и расхода G при заданных p_1 и p_2 .

а) Случай первый.

Данные p_1 и p_2 имеют значения, при которых $\frac{p_2}{p_1} > \beta$, тогда скорость и расход определяются по формулам (69) и (70).

$$\begin{aligned}
 w &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \\
 G &= f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]};
 \end{aligned}$$

При этом используется полный перепад давлений с p_1 до p_2 и приращение кинетической энергии струи совершается за счет использования разности работ внешних сил, равной $p_1 v_1 - p_2 v_2$, и работы полного расширения газа. Графически эта работа представится заштрихованной площадью (фиг. 190).

В этом случае газ вылетает в среду, имея давление p_2 , равное давлению среды.

б) Случай второй.

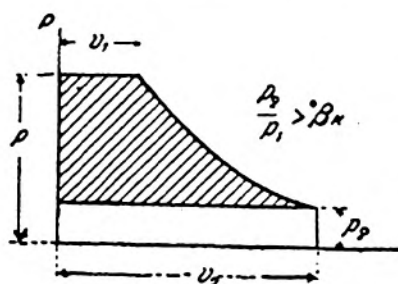
Данные p_1 и p_2 имеют значения, при которых $\frac{p_2}{p_1} < \beta$.

Скорость и расход определяются по формулам (72) и (73):

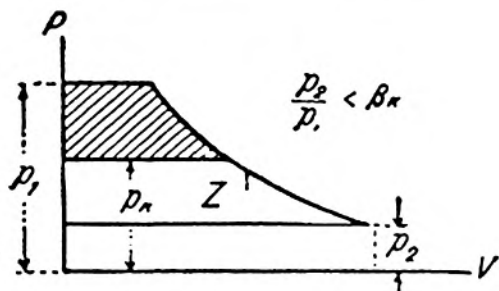
$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1};$$

$$G = f \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_1}{v_1}}.$$

В отличие от первого случая при $\frac{p_2}{p_1} < \beta$ используется неполный перепад давлений с p_1 до p_2 , а только с p_1' до $p_2 = \beta p_1$. Приращение кинетической энергии струи происходит не за счет полной работы, а только части ее, изображающейся на фиг. 191 заштрихованной площадью.



Фиг. 190.



Фиг. 191.

В этом случае газ, влетая в среду, имеет давление, большее давления среды p_2 и равное $p_2' = \beta p_1 = 0,528 p_1$.

Пример 69. Определить скорость истечения воздуха и его конечную температуру при истечении, если:

$$p_1 = 60 \text{ ат}; p_2 = 40 \text{ ат}; \text{ и } t_1 = 27^\circ \text{ Ц.}$$

При заданных условиях

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{40}{60} = \frac{2}{3} > \beta (\beta = 0,528).$$

Поэтому имеем первый случай истечения, в котором наблюдается полное расширение газа.

Тогда:

$$\begin{aligned} w &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,4}{0,4} 29,27 \cdot 300 \left[1 - \left(\frac{40}{60} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} \right]} = 294 \text{ м/сек.} \end{aligned}$$

Конечное давление воздуха при истечении будет равно $p'_2 = p_2 = 40 \text{ ат}$, а температура воздуха при истечении определится по формуле:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p'_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 300 \left(\frac{40}{60} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} = 258^\circ; t_2 = -15^\circ \text{ Ц.}$$

Пример 70. Газ под давлением 50 ат вытекает в среду, имеющую давление, равное 30 ат. Начальная температура газа $T_1 = 300^\circ$, газовая постоянная $R = 30^\circ$. Диаметр отверстия, через которое происходит вытекание, 3 мм. Определить w , p'_2 , t_2 и расход газа за 0,1 секунды.

Имеем:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{30}{50} = 0,6 > \beta,$$

т. е. первый случай истечения при этом давлении газа при истечении будет равно давлению среды, т. е. 30 ат, тогда:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p'_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 300 \left(\frac{30}{50} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} = 186^\circ.$$

Скорость истечения газа определится по формуле:

$$\begin{aligned} w &= \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,4}{0,4} 30 \cdot 300 \left[1 - \left(\frac{30}{50} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} \right]} = 484 \text{ м/сек.} \end{aligned}$$

Расход газа за 0,1 секунды найдется по формуле:

$$G = 0,1 f \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]};$$

где f — площадь сечения выходного отверстия, равная

$$f = 0,785 d^2 = 0,785 \cdot 0,003^2 = 0,000007 \text{ м}^2;$$

$$v_1 = \frac{R T_1}{p_1}; \text{ тогда } \frac{p_1}{v_1} = \frac{p_1^2}{R T_1}$$

$$\begin{aligned} G &= 0,1 \cdot 0,000007 \cdot \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,4}{0,4} \cdot \frac{10\,000^2 \cdot 50^2}{30 \cdot 300} \cdot \left[\left(\frac{30}{50} \right)^{\frac{2}{1,4}} - \left(\frac{30}{50} \right)^{\frac{2,4}{1,4}} \right]} = \\ &= 0,028 \text{ кг.} \end{aligned}$$

Пример 71. Кислород под давлением 100 ат вытекает из сосуда в атмосферу; определить скорость вытекания кислорода и давление кислорода при вытекании. Начальная температура кислорода 27° Ц.

В данном примере

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{100} = 0,01 < \beta,$$

поэтому имеется второй случай истечения, в котором полного расширения газа не происходит. Давление кислорода при истечении будет равно:

$$p'_2 = \beta \cdot p_1 = 0,528 \cdot 100 = 52,8 \text{ ат.}$$

Скорость истечения определится по формуле:

$$w = \sqrt{2g \cdot \frac{k}{k+1} p_1 v_1} = 3,38 \sqrt{RT_1} = 3,38 \sqrt{\frac{848 \cdot 300}{32}} = 300,8 \text{ м/сек.}$$

Пример 72. В бескомпрессорном двигателе Дизеля с механическим распыливанием нефти нефть вводится в цилиндр двигателя и распыливается под влиянием высоких давлений (несколько сот атмосфер), сообщаемых ей нефтяным насосом.

Определить теоретическую скорость вытекания нефти из сопла форсунки, если удельный вес нефти равен 0,9, давление нефти в форсунке $p_1 = 300 \text{ ат}$, а давление сжатого в двигателе воздуха, в среду которого влетает нефть, равняется $p_2 = 30 \text{ ат}$.

$$w = \sqrt{2g \frac{p_1 - p_2}{\gamma}},$$

где γ — вес 1 м³ нефти, при заданном удельном весе нефти равный:

$$\gamma = 1000 \cdot 0,9 = 900 \text{ кг/м}^3.$$

Тогда:

$$w = \sqrt{2 \cdot 981 \cdot \frac{10000 \cdot (300 - 30)}{900}} = 243 \text{ м/сек.}$$

Пример 73. Определить теоретическую скорость истечения из сопла форсунки компрессорного двигателя Дизеля смеси нефти с воздухом, ее распыливающим, если давление сжатого воздуха, распыливающего нефть, $p_1 = 50 \text{ ат}$, а давление сжатого воздуха в двигателе, в среду которого вдувается нефть, равняется $p_2 = 35 \text{ ат}$. Температура форсуночного воздуха $t = 27^\circ \text{ Ц}$.

В данном примере $\frac{p_2}{p_1} = \frac{35}{50} = 0,7 > \beta$,

поэтому скорость w определится по формуле:

$$\begin{aligned} w &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= \sqrt{2 \cdot 981 \cdot \frac{1,4}{0,4} \cdot 29,27 \cdot 300 \cdot \left[1 - \left(\frac{35}{50} \right)^{\frac{0,4}{1,4}} \right]} = 248 \text{ м/сек.} \end{aligned}$$

Примеры 72 и 73 объясняют причины, заставляющие в бескомпрессорных двигателях с механическим распылом нефти применять высокие давления распыла. При распыливании газовой струи должная скорость истечения создается при значительно меньших давлениях распыла, чем при распыливании жидкостной струи, так как в первом случае приращение живой силы струи происходит за счет разности работ внешних сил и за счет работы, развиваемой самим газом при его расширении, во втором же случае увеличение живой силы струи происходит исключительно за счет разности работ внешних сил. К отмеченному необходимо добавить, что при полном адиабатическом расширении газа работа расширения в $2^{1/2}$ раза больше соответствующей разности работ внешних сил. Действительно:

Работа расширения

$$L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{1}{0,4} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = 2,5 (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Работа внешних сил, соответствующая взятому процессу равняется:

$$L = p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Пример 74. В предыдущем примере определить температуру, с которой врывается сжатый воздух при распыливании нефти в цилиндр двигателя.

В отмеченном примере должно происходить полное расширение воздуха с давления p_1 до давления p_2 , так как

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{35}{50} = 0,7 > \beta.$$

Поэтому искомая температура T_2 определяется по формуле:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 300 \cdot (0,7)^{\frac{1}{2}} = 270^\circ.$$

Тогда $t_2 = -3^\circ \text{C}$.

Низкая температура, с которой форсуночный воздух попадает в цилиндр двигателя, должна быть отнесена к отрицательным особенностям воздушного распыла нефти, так как воздух, попадая в цилиндр, охлаждает камеру сжатия. В бескомпрессорном двигателе с механическим распылом нефти последнее не наблюдается, а потому в этом типе двигателей допустимы меньшие степени сжатия.

Пример 75. Определить скорость распыла смеси нефти с воздухом, если давление форсуночного воздуха $p_1 = 70 \text{ ат}$, а давление сжатого воздуха в цилиндре двигателя $p_2 = 35 \text{ ат}$.

Температура воздуха $t_1 = 27^\circ \text{C}$.

В данном примере

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{35}{70} = 0,5 < \beta,$$

поэтому скорость истечения определяется по формуле:

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,4}{2,4} \cdot 300 \cdot 29,27} = 320 \text{ м/сек.}$$

Пример 76. Определить в предыдущем примере давление, с которым форсуночный воздух попадет в цилиндр двигателя.

Искомое давление при $\frac{p_2}{p_1} < \beta$ определяется по формуле $p'_2 = \beta p_1 = 0,528 \cdot 70 = 36,9 \text{ ат.}$

Пример 77. Полагая давление сжатого воздуха в цилиндре двигателя равным 34 ат. , определить максимальное давление форсуночного воздуха, при котором еще наблюдается полное расширение воздуха.

Искомое давление определяется из равенства:

$$\frac{p_2}{p_1} = \beta, \text{ откуда } p_1 = \frac{p_2}{\beta} = \frac{34}{0,528} = 64,2 \text{ ат.}$$

Пример 78. Дать вид графика изменения скорости продуктов сгорания при выхлопе из двигателя, если давление газов в начале выхлопа равняется 3 ат. , а в конце выхлопа $1,15 \text{ ат.}$ Давление среды, в которую происходит выхлоп, равняется 1 ат. Температура газов в начале выхлопа равняется 357°Ц. Газовая постоянная продуктов сгорания $R = 30$.

При выхлопе газов будет наблюдаться два случая, при которых:

$$\frac{p_2}{p_1} > \beta \text{ и } \frac{p_2}{p_1} < \beta.$$

Поэтому до некоторого давления газы вылетают из цилиндра с постоянной максимальной скоростью, а при дальнейшем падении давления при выхлопе скорость газов начнет уменьшаться. Отмеченные соображения позволяют заключить, что изменение скорости газов при выхлопе будет происходить согласно кривой ABC (фиг. 192).

Давление, до которого наблюдается максимальная скорость истечения, определяется по формуле:

Давление, до которого наблюдается максимальная скорость истечения, определяется по формуле:

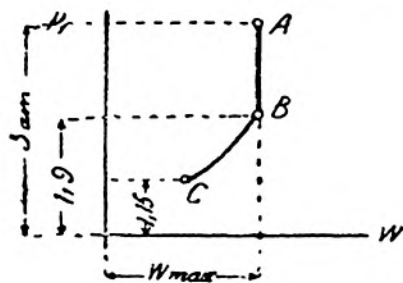
$$\frac{p_2}{x} = \beta, \text{ откуда } x = \frac{p_2}{\beta} = \frac{1,4}{\beta} = 1,9 \text{ ат.}$$

Следовательно, при падении давления газов при выхлопе с 3 ат. до $1,9 \text{ ат.}$ будет поддерживаться постоянная скорость истечения газов w_{max} . График скорости для этого периода будет линия AB , при этом:

$$w = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} RT_1} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,4}{2,4} 30 \cdot 630} = 464 \text{ м/сек.}$$

При дальнейшем падении давления газов при выхлопе скорость газов начнет уменьшаться.

Для этого периода график скорости, определяемой по формуле (69), будет линия BC .



Фиг. 192.

ВОДЯНЫЕ ПАРЫ

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

48. Введение

В первой части термодинамики рассматривались и изучались процессы трансформации тепловой энергии в механическую, причем рабочим телом в процессах был газ. Для газов обычная температура является температурой, значительно большей критической, а потому газ есть устойчивое рабочее тело, не меняющее в термодинамических процессах своего физического состояния. В отличие от газов, пары при незначительных изменениях параметров могут менять свое физическое состояние, переходя в жидкость или в пары, обладающие уже иными свойствами. Эта особенность паров, делаая их неустойчивым рабочим телом, заставляет при исследовании процессов следить за изменением их состояния; последнее отличает исследование процессов с парами от процессов, в которых рабочим телом является газ, но общая задача исследования во второй части остается та же, что и в первой, именно — изучение превращения тепловой энергии в механическую и выявление особенностей работы паровых машин.

Первая часть термодинамики была основана на первом и втором законах термодинамики и на экспериментальных законах Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, следствием которых является характеристическое уравнение. Первый и второй принципы термодинамики, являясь общими законами превращения энергии, сохраняют свое значение во всех частных случаях, а потому будут справедливы при исследовании процессов с парами, но характеристическое уравнение, дающее возможность изучать изменения состояния газа в различных процессах, в том виде, как оно дано для газов, не приложимо к парам. Как увидим в дальнейшем, перегретые пары отчасти подчиняются в своих изменениях характеристическому уравнению, но строение характеристического уравнения для перегретых паров будет иное, чем для газов.

В первой части термодинамики употреблялся графический метод исследования, и были введены системы координат $P-V$, $T-S$ и $i-s$, причем в первой системе просто изображалась и вычислялась работа внешних сил, а во второй — тепло, участвующее в процессе.

Во второй части термодинамики, так же, как и в первой части, используется графический метод исследования; при этом употребляются те же системы координат, т. е.:

$$P-V, T-S \text{ и } i-s.$$

В первой части на основании данных исследования идеальных циклов Отто, Дизеля и Собатэ, были освещены экономические особенности двига-

телей внутреннего сгорания и намечена зависимость их коэффициентов полезного действия от факторов, определяющих идеальные циклы. Во второй части будут исследованы циклы паровых машин.

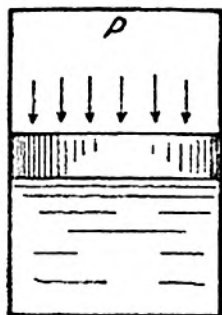
49. Основные определения

Пары бывают насыщенные и перегреты, причем первые разделяются на сухие и влажные. Для выяснения особенностей каждого состояния пара остановимся на получении пара из жидкости. Возьмем цилиндр, снабженный поршнем (фиг. 193), поместим в него один килограмм воды (при температуре 0°C), находящейся под некоторым постоянным давлением. Посмотрим, что будет происходить с жидкостью при нагревании цилиндра.

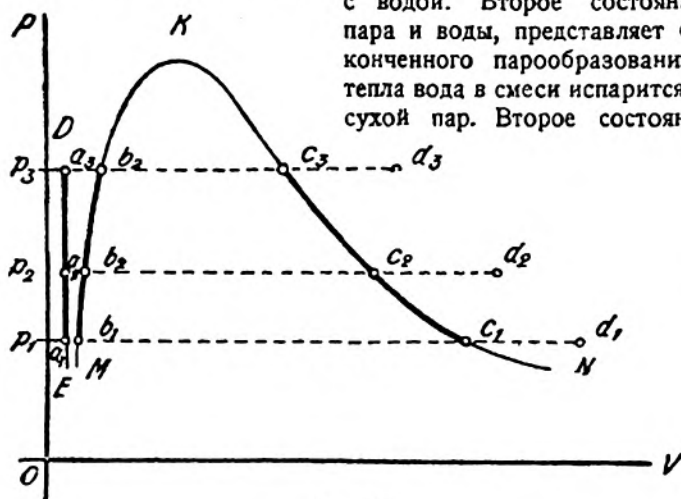
Температура воды, воспринимающей подводимое извне тепло, будет повышаться и при некоторой, вполне определенной, температуре вода закипит, т. е. наступит процесс парообразования.

Процесс парообразования, в котором жидкость переходит в пар, продолжается до тех пор, пока не испарится последняя капля жидкости. Если зафиксировать конечный момент парообразования, то пар, полученный при этом, носит название сухого насыщенного. Следовательно, сухой пар есть продукт законченного парообразования.

Если от сухого насыщенного пара отнять некоторое количество тепла, то часть пара перейдет обратно в жидкость и тогда получится смесь пара с водой. Второе состояние, являясь смесью пара и воды, представляет собою продукт незаконченного парообразования. При подведении тепла вода в смеси испарится и опять получится сухой пар. Второе состояние, — смесь пара с



Фиг. 193.



Фиг. 194.

мельчайшими капельками примешанной к нему воды, — называется влажным насыщенным паром.

Признаком существования насыщенных паров является соприкосновение их с жидкостью, из которой они образуются. В па-

ровых котлах получается влажный пар, так как пар соприкасается с водой, а, кроме того, процесс парообразования протекает бурно, причем пузырьки пара, отрываясь с поверхности воды, увлекают с собой частички жидкости.

В зависимости от весовой пропорции воды и пара в смеси получаются

пары с различной влажностью. Чтобы определить состояние влажного пара, отмечают весовые доли пара и воды в смеси. Весовая доля пара в одном килограмме смеси обозначается через x ($x < 1$) и называется степенью сухости, или степенью паросодержания, тогда весовая доля воды будет $(1 - x)$, которая называется степенью влажности.

Если сухой пар продолжать нагревать, то получается пар, называемый перегретым. Отличие перегретого пара от насыщенного заключается в том, что незначительное отнятие от него тепла не переводит некоторой его весовой доли в воду, а только понижает его температуру. В этом отношении перегретые пары напоминают газы и чем выше температура перегрева пара, тем более приближаются пары в своих свойствах к газам.

Из предыдущего следует, что сухой насыщенный пар представляет неустойчивое состояние, которое при незначительном отнятии или сообщении тепла изменяется, переходя во влажный пар или перегретый.

50. Диаграмма $P - V$ водяного пара. Критическое состояние. Пограничные кривые

При рассмотрении процесса получения пара при постоянном давлении были отмечены три типичных состояния тела:

1. Холодная вода при 0° .
2. Горячая вода при температуре кипения.
3. Сухой насыщенный пар.

Три отмеченные состояния в системе координат $P - V$ (фиг. 194) изображаются точками a , b и c . Если нанести на диаграмме $P - V$ подобные точки, соответствующие холодной воде, воде горячей и сухому пару для различных давлений и соединить их, то получатся кривые ED , Mb и Nc .

Кривая ED отмечает изменение удельного объема холодной воды в зависимости от изменения давления, а кривые Mb и Nc — изменение удельного объема горячей воды и сухого пара. Отрезки bc дают величину приращения объема горячей воды при переходе ее в сухой пар. С увеличением давления разность объемов сухого пара и горячей воды уменьшается (отрезки bc) и при некотором давлении, называемом критическим, обращается в нуль. Точка K , в которой сходятся кривые Mb и Nc , называется критической точкой. В критической точке насыщенный пар тождественен с горячей водой. Давление, объем и температура тела в точке K называются критическими.

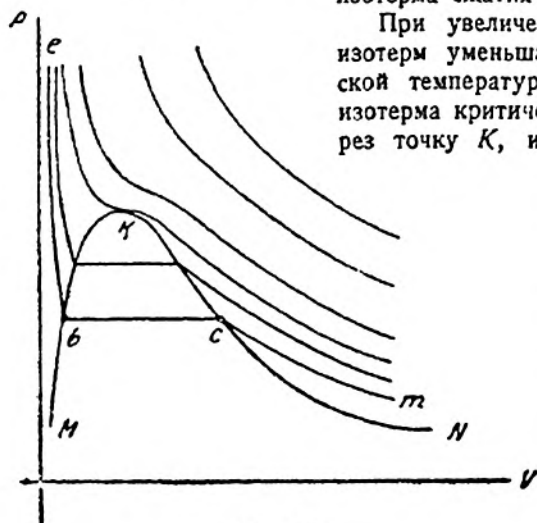
Для водяного пара:

$$p_k = 224,2 \text{ ат}; \quad t_k = 374^\circ \text{ и } v_k = 0,0029 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Процесс получения пара при постоянном давлении изображается графиком abc . Отрезок ab этого графика есть процесс подогрева жидкости от 0° до t_k , а график bc — процесс парообразования, в котором жидкость постепенно переходит в пар. В точке b степень сухости пара $x = 0$, а в точке c $x = 1$, поэтому промежуточные точки графика bc изображают влажный пар с различным значением x . Если продолжить процесс нагревания сухого пара, то получаемый при этом пар графически изображается точкой d , лежащей на горизонтали ac за линией NK . Удаление точки d от линии NK зависит от степени перегрева пара.

Линии MK и KN называются пограничными кривыми, из них MK нижней пограничной, а KN верхней. Пограничные кривые делят диаграмму на три части. Область, расположенная влево от линии MK , будет область воды. Между линиями MK и KN располагается область насыщенных паров. Вправо от линии KN располагается область перегретых паров. Пограничные же кривые, как выше отмечалось, соответствуют горячей воде и сухому пару.

Нанесем на диаграмме $P—V$ изотермы различных температур (фиг. 195). Расположение изотерм и их вид позволяют сделать ряд заключений. Изотермы температур ниже критической имеют вид, подобный изотерме $mcbe$. Отрезок mc этой изотермы есть изотерма сжатия перегретого пара. В точке c перегретый пар становится сухим. Отрезок cb будет изотерма сжатия насыщенного пара (при этом x изменяется от 1 до 0). В точке b насыщенный пар превращается в горячую воду и, наконец, отрезок be будет изотерма сжатия воды.



Фиг. 195.

При увеличении температуры отрезок cb изотерм уменьшается и для изотермы критической температуры обращается в точку, т. е. изотерма критической температуры, проходя через точку K , имеет в ней точку перегиба. Касательная в точке K к критической изотерме будет горизонталь.

Изотермы температур выше критической располагаются над пограничными кривыми, имея в сторону критической точки некоторый изгиб, который уменьшается с увеличением температуры. При температурах, достаточно удаленных от критической, изгиб на изотермах пропадает, при этих условиях изотермы принимают вид равнобоких гипербол, а вещество при разбираемых условиях будет газ, подчиняющийся в своих изменениях уравнению $pv = RT$.

Таким образом изотермы перегретого пара могут иметь двойкий вид: одни из них проходят через область насыщения, другие же располагаются над этой областью. Границей между отмеченными изотермами является изотерма критической температуры. Расположение отдельных изотерм позволяет отметить, что сжижение перегретого пара (газа) возможно только при температурах, меньших критической, так как только при этих условиях изотермы пересекают нижнюю пограничную кривую, переходя в область жидкости. При температурах же выше критической переход вещества в жидкость невозможен. Таким образом можно заключить, что состояние вещества определяется его параметрами, а поэтому между отдельными состояниями вещества нет существенной разности. Газ можно рассматривать как перегретый пар, достаточно удаленный от точки насыщения. Как показывает диаграмма $P—V$ водяно о пара (фиг. 195), изотермы низких температур

имеют переломы и резкое изменение формы при переходе из области одного состояния в область другого, изотермы же высоких температур резких изменений формы не имеют, приближаясь постепенно к равнобоким гиперболом. Ван-дер-Ваальс установил, что в действительности и изотермы низких температур тоже не имеют резких изменений своей формы. Изотермы в области насыщенного пара по Ван-дер-Ваальсу имеют вид, данный на фиг. 196.

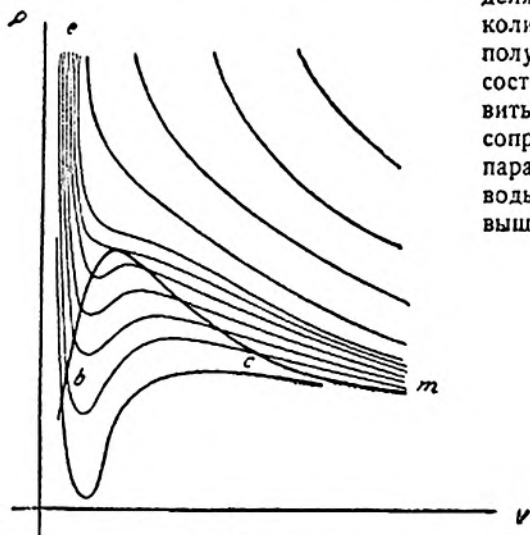
Характеристическое уравнение Ван-дер-Ваальса, которое больше соответствует действительным свойствам вещества, чем уравнение $PV = RT$, имеет вид:

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

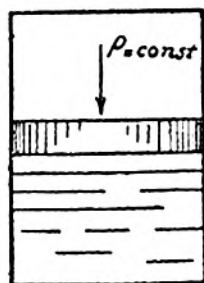
где a и b — постоянные коэффициенты.

51. Сухой насыщенный пар

Вводя основные определения, перейдем к изучению свойств отдельных паров. При исследовании будем отмечать закон изменения параметров, определяющих состояние пара, а также количество тепла, изобходимое для получения пара рассматриваемого состояния. Для того чтобы выявить необходимые видоизменения, сопровождающие образование пара, продолжим опыт подогрева воды (фиг. 197) при отмеченных выше условиях.



Фиг. 196.



Фиг. 197.

Обозначим начальный объем воды через σ , причем объем одного кг воды равняется $0,001 \text{ м}^3$.

Разобьем процесс получения сухого пара на две типичные стадии, его образующие. Первая стадия будет подогрев воды до температуры кипения, вторая стадия — процесс парообразования, доведенный до конца, т. е. до испарения последней капельки жидкости.

1. ПЕРВАЯ СТАДИЯ

При подведении к жидкости тепла температура ее возрастает до температуры кипения t_s , которая, как известно из физики, зависит от давления,

при котором происходит подогрев жидкости $t_s = \varphi(p)$. Причем с возрастанием давления температура кипения увеличивается.

Так, вода кипит при:

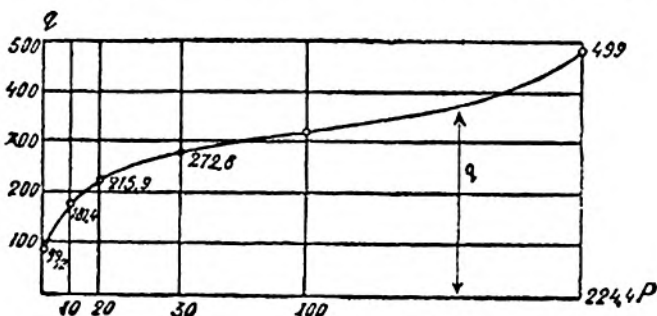
1 атмосфере	при $t_s = 99,08^\circ \text{Ц}$
10 »	» $t_s = 179,03^\circ \text{Ц}$
60 »	» $t_s = 274,32^\circ \text{Ц}$
224,4 »	» $t_s = 374^\circ \text{Ц}$.

Зависимость температуры кипения от давления довольно точно выражается (для давления от 2 до 25 ат) следующей приближенной формулой:

$$t_s = 100 \sqrt[4]{p}, \text{ где } p \text{ — в ат.}$$

Объем жидкости при нагревании незначительно увеличивается. Обычно увеличением объема жидкости пренебрегают и считают $\sigma = \text{const} = 0,001 \text{ м}^3$, но при значительных давлениях величину σ надо брать из таблиц. Следовательно, за первую стадию процесса изменение параметров рабочего тела будет:

давление $p = \text{const}$;
 объем $\sigma = \text{const}$;
 температура изменяется с $t_1 = 0^\circ$ до t_s .



Фиг. 198.

а) *Определение количества тепла, тратящегося за первую стадию процесса.*

Обозначим определяемое тепло через q . Величина q находится из соотношения:

$$q = c(t_s - 0) = ct_s \approx t_s.$$

c — теплоемкость воды — принята равной единице. Необходимо помнить, что формула $q = t_s$ является приближенной, так как теплоемкость воды есть величина переменная и хотя близко подходящая к единице, но ей не равная.

Теплоемкость воды определяется по формуле Диетеричи (*Dieterici*):

$$c = 0,99827 - 0,00010368 t + 0,0000020736 t^2.$$

Формула Диетеричи подтверждает, что значение c близко к единице.

Теплота q называется теплотой жидкости. Формула $q = t_2$ отмечает, что теплота жидкости возрастает при увеличении давления, так как $t_2 = \varphi(p)$.

Откладывая по оси абсцисс давления, а по оси ординат — теплоты жидкости, соответствующие взятым давлениям, получим график изменения q в зависимости от изменения давления (фиг. 198).

Если начальная температура воды будет не 0°C , а t° , то количество тепла, необходимое для подогрева воды до температуры кипения, определяется по формуле:

$$q = (t_2 - t) \text{ кал.}$$

б) Изменение внутренней энергии жидкости за первую стадию процесса.

Тепло, подводимое к рабочему телу, расходуется на изменение внутренней энергии и на внешнюю работу. В разбираемом процессе внешняя работа не совершается, так как объем рабочего тела $\tau = \text{const}$, а поэтому все тепло q тратится на изменение внутренней энергии жидкости:

$$\Delta U = q,$$

ΔU есть величина изменения внутренней кинетической энергии, так как за рассматриваемый процесс происходит изменение температуры рабочего тела, а объем остается постоянным.

2. ВТОРАЯ СТАДИЯ — ПРОЦЕСС ПАРООБРАЗОВАНИЯ

С момента достижения температурой жидкости температуры кипения наступает процесс парообразования, причем за все время парообразования температура жидкости и получающегося пара равна температуре кипения. В результате процесса получается сухой насыщенный пар или влажный, причем последний есть продукт не полного испарения. Проследим за изменениями параметров рабочего тела, полагая, что в конечном результате процесса получается сухой пар.

а) Параметры сухого насыщенного пара

Температура сухого насыщенного пара равна температуре кипения жидкости t_2 .

Давление пара будет $p \text{ кг/см}^2$.

Удельный объем сухого пара обозначается через v , или v'' и является функцией давления. Величина v , убывает при возрастании давления.

Так:

удельный объем сухого пара 1 ат	давления —	$v_1 = 1,7629 \text{ м}^3$,				
»	»	»	» 10	»	»	$v_2 = 0,19797 \text{ м}^3$,
»	»	»	» 60	»	»	$v_3 = 0,03285 \text{ м}^3$.

На фиг. 199 дана кривая изменения объема пара с увеличением давления. Удельный вес сухого пара обозначается через γ , или γ'' .

Величина γ_s , равная $\frac{1}{v_s}$, зависит от давления, увеличиваясь с возрастанием последнего.

В процессе парообразования происходят следующие изменения параметров: температура $t_s = \text{const}$, давление $p = \text{const}$, объем возрастает с σ до v_s .

Постоянство параметров p и t указывает, что для насыщенных паров процесс изобарический является одновременно и процессом изотермическим.

б) Теплота парообразования

Тепло, тратящееся на процесс парообразования, т. е. на процесс перевода подогретой до температуры кипения воды в сухой пар, называется теплотой парообразования и обозначается через r .

Теплота парообразования, производящая изменение внутренней энергии рабочего тела и развивающая внешнюю работу, выражается формулой: $r = \Delta U + A\Delta L$. Тепло $A\Delta L$, расходуемое на внешнюю работу в процессе $p = \text{const}$, с изменением объема пара с σ до v_s , определяется по формуле:

$$A\Delta L = Ap(v_s - \sigma).$$

Изменение же внутренней энергии ΔU найдется из равенства:

$$\Delta U = r - Ap(v_s - \sigma).$$

Величина $r - Ap(v_s - \sigma)$ обозначается через ρ , тогда

$$r = \rho + Ap(v_s - \sigma).$$

Процесс парообразования протекает при $t = \text{const}$ с изменением объема от σ до v_s , следовательно, тепло ρ ,

на изменение внутренней энергии, производит изменение только потраченной внутренней потенциальной энергии рабочего тела, т. е. тратится на работу дисгрегации. Тепло ρ называется внутренней, а $Ap(v_s - \sigma)$ — внешней теплотой парообразования.

Величина теплоты парообразования r есть функция давления, уменьшающаяся с возрастанием p . Для критического давления $p = 224,2 \text{ ат}$, теплота $r = 0$.

Значение r может быть определено из равенства:

$$r = 610,2 - 0,712 t_s. \quad (75)$$

в) Полная теплота сухого насыщенного пара

Все тепло, израсходованное на получение 1 кг пара (сухого), называется полной теплотой пара и обозначается через λ .

Процесс получения сухого пара состоит из двух стадий: из подогрева



Фиг. 199.

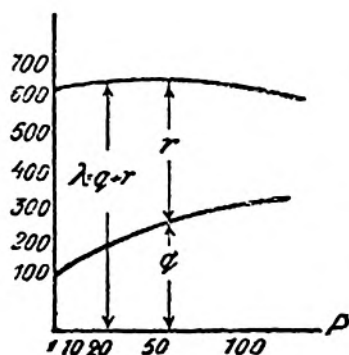
до температуры кипения воды и из процесса парообразования, поэтому все тепло, необходимое на получение сухого пара, будет:

$$\lambda_s = q + r. \quad (76)$$

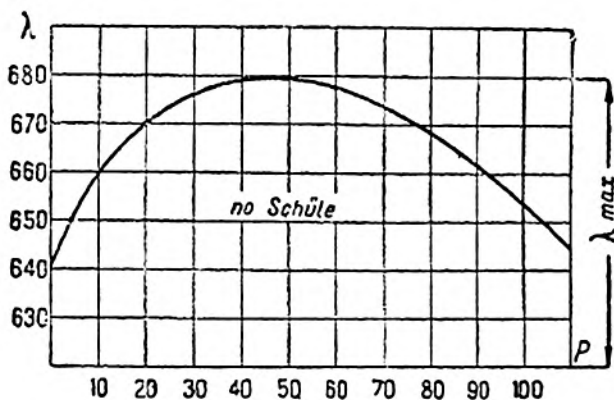
Значение λ_s зависит от давления пара и может быть определено по формуле:

$$\lambda_s = 608 + 0,311 t_s. \quad (77)$$

Формула: $\lambda_s = 608 + 0,311 t_s$, а также формула: $r = 610,2 - 0,712 t$ справедливы для паров с температурами от 100 до 200°, т. е. для паров, имеющих давление от 1 до 20 ат. Теплота жидкости q и парообразования r изменяется при возрастании давления пара, причем теплота q увеличивается, а r уменьшается, поэтому характер изменения величины $\lambda_s = q + r$, являющейся функцией давления, будет зависеть от интенсивности возрастания q и уменьшения r .



Фиг. 200.



Фиг. 201.

С возрастанием давления p до 40 ат происходит более значительное увеличение q , чем уменьшение r , а поэтому λ тоже возрастает.

Так, например:

при $p = 1$ ат	$\lambda = 638$ кал
» $p = 10$ »	$\lambda = 664$ »
» $p = 20$ »	$\lambda = 673$ »
» $p = 30$ »	$\lambda = 678$ »
» $p = 40$ »	$\lambda = 680$ »

Для давлений p , больших 40 ат, возрастание q происходит медленнее уменьшения r , а потому для паров высших 40 ат давлений значение λ уменьшается.

Например:

по Schüle:	при $p = 50$ ат	$\lambda = 679$ кал
	» $p = 60$ »	$\lambda = 677$ »
	» $p = 70$ »	$\lambda = 673$ »
	» $p = 100$ »	$\lambda = 654$ »
	» $p = 224,4$ »	$\lambda = 499$ »

На фиг. 200 приведено изменение q , r и λ в зависимости от давления. Чтобы рельефнее отметить изменение полной теплоты сухого пара, на фиг. 201 взят масштаб теплот меньший, чем для предыдущей диаграммы (кривая по данным Schüle).

Две приводимые диаграммы отмечают, что для получения паров более высокого давления (до 40 ат) затрачивается незначительное добавочное количество тепла; так, при переходе от давления 5 ат к давлению в 20 ат добавочный расход тепла будет только 18 калорий ($\lambda_8 = 655$ калорий, $\lambda_{20} = 673$ калорий).

При переходе к парам давления большего 40 ат полная теплота пара λ убывает, т. е. на получение паров высокого давления необходимо меньшее количество тепла, чем для паров низкого давления. Приведенные особенности паров высокого давления указывают, что при переходе к парам высокого давления должна увеличиваться экономичность паросиловой установки.

Пары высокого давления в настоящее время имеют значительное применение. Влияние паров высокого давления на цикл паровой машины будет отмечено в п. 69.

г) Энергия сухого насыщенного пара

За первую стадию процесса получения сухого пара изменение энергии воды равно q , а за вторую стадию, за процесс парообразования, изменение энергии тела равно r калориям; тогда полное изменение энергии тела за обе стадии процесса равняется:

$$U_s = q + r. \quad (78)$$

Величина U_s называется энергией сухого пара.

д) Таблицы сухих насыщенных паров (по Schüle)

Значения t_s , v_s , γ_s , q , r , λ , r и $Ar(v_s - \sigma)$, принимающие для каждого давления пара вполне определенные величины, берутся из таблиц сухих насыщенных паров. Ниже приводится строение таблицы насыщенных паров по Schüle.

В приложении даны таблицы Schüle, Mollier и Knoblauch, Raisch и Hausen.

Давление пара в $kg/cm^2 abs$	Температура t_s , °C	Удельный объем жидкости 1 000 с cm^3/kg	Удельный объем пара v_s , m^3/kg	Удельный вес пара γ_s , kg/m^3	Теплота жидко- сти q $кал/kg$	Теплота парообра- зования r $кал/kg$	Полная теплота сухого пара λ $кал/kg$	Внешняя теплота парообразования $Ar(v_s - \sigma)$ $кал/kg$	Внутренняя тепло- та парообразова- ния r $кал/kg$

е) Схема Никольсона для насыщенного пара

Полная теплота пара λ , расходуемая на подогрев жидкости и парообразование, производит изменение внутренней энергии тела и совершает внеш-

ную работу. Поэтому полная теплота пара может быть представлена суммой отдельных слагаемых, а именно: слагаемых q , r , ρ и т. д.

Зависимость полной теплоты сухого пара и слагаемых, эту теплоту составляющих, может быть представлена схемой Никольсона (фиг. 202).

52. Влажный насыщенный пар

Влажный пар есть продукт не законченного парообразования, при котором получается смесь пара с не испарившейся жидкостью. Состояние насыщенного пара определяется давлением p и степенью сухости x .

а) Параметры влажного пара

Температура влажного пара равна температуре t , сухого пара, определяемой по заданному давлению p из соответствующих таблиц.

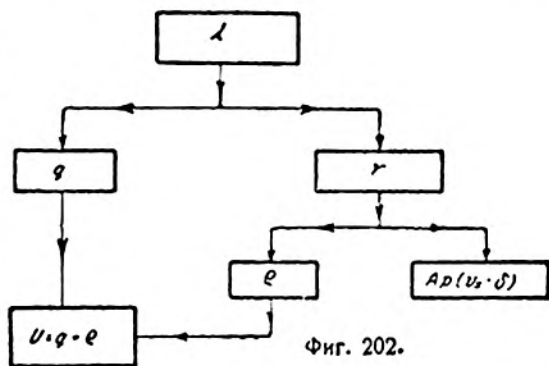
Удельный объем влажного пара, обозначаемый через v_w , определяется, как суммарный объем сухого пара и воды, составляющих смесь:

$$v_w = v \text{ пара} + v \text{ воды.}$$

Объем сухого пара, входящего в смесь в количестве x кг, будет равен удельному объему v , сухого пара, умноженному на вес пара, т. е. v пара $= v_s x$.

Объем воды определяется из выражения: $v = \sigma (1-x)$, где σ — объем 1 кг воды, а $(1-x)$ — ее вес в смеси. Следовательно, $v_w = v_s x + \sigma (1-x)$. Второе слагаемое, $\sigma (1-x)$, имеющее незначительную величину, обычно во внимание не принимается.

Тогда объем влажного пара определяется по формуле:



Фиг. 202.

$$v_w = v_s x. \quad (79)$$

Полная формула объема влажного пара

$$v_w = (1-x)\sigma + xv_s$$

может быть написана в следующем виде:

$$v_w = \sigma + (v_s - \sigma)x = \sigma + ux, \quad (80)$$

где u — приращение объема горячей воды при переходе ее в сухой пар.

Удельный вес влажного пара обозначается через γ_w и определяется из выражения:

$$\gamma_w = \frac{1}{v_w} = \frac{1}{v_s x} = \frac{\lambda_2}{x}.$$

б) Полная теплота влажного пара

Полная теплота влажного пара λ_w есть теплота, потраченная на подогрев воды до температуры кипения и на процесс неполного испарения, при котором испаряется не 1 кг жидкости, а x кг. Поэтому:

$$\lambda_w = q + rx, \quad (81)$$

где r — теплота, расходуемая на испарение 1 кг жидкости.

в) Внутренняя энергия влажного пара U_w

Внутренняя энергия сухого пара равняется: $U_s = q + \rho$, тогда внутренняя энергия влажного пара будет:

$$U_w = q + \rho x, \quad (82)$$

так как изменение внутренней энергии пара за процесс неполного испарения будет ρx , а не ρ .

53. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса

Уравнение Клапейрона-Клаузиуса позволяет определить приращение объема пара при парообразовании, а следовательно, и объем сухого пара.

Рассмотрим элементарный цикл Карно $ABCD$ (фиг. 203), при описывании которого давление рабочего тела изменяется на dp , а температура на dT . Так как для насыщенных паров процесс постоянного давления является одновременно и процессом постоянной температуры, то горизонтальные линии AB и CD будут изотермы. Адиабаты BC и DA могут быть для элементарного цикла изображены прямыми линиями.

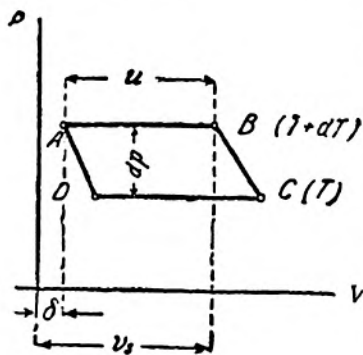
Пусть в точке A будет горячая вода (1 кг), а в точке B сухой пар, тогда отрезок AB будет равняться приращению объема воды при испарении, т. е. u при этих условиях за процесс AB к воде необходимо подвести теплоту q . Нетрудно видеть, что работа, получаемая за цикл, равная площади $ABCD$, будет изображаться произведением:

$$u dp, \text{ где } dp \text{ — в } \text{кг/м}^2.$$

После адиабатического расширения BC , в котором давление и температура пара уменьшаются на dp и dT , осуществляются изотермическое и адиабатическое сжатия, которыми пар обращается в воду.

Коэффициент полезного действия цикла Карно равняется:

$$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$



Фиг. 203.

но для разбираемого цикла имеем:

$$T_2 - T_1 = dT; \quad T_1 = T;$$
$$Q_1 = r \text{ и } Q_1 - Q_2 = Audp.$$

Тогда:

$$\frac{dT}{T} = \frac{Audp}{r}$$

или:

$$\frac{r}{u} = AT \frac{dp}{dT}. \quad (88)$$

Последнее уравнение называется уравнением Клапейрона-Клаузиуса, или уравнением Томсона-Клапейрона, оно позволяет определить u , а следовательно, и объем сухого пара $v_s = \sigma + u$. Величины r и T , входящие в уравнение Клапейрона-Клаузиуса, определяются опытным путем; отношение $\frac{dp}{dT}$ ввиду того, что общий вид функции $p = f(T)$ неизвестен, может быть найдено следующим образом:

1. Посредством таблиц насыщенных паров по точкам строится кривая $p = f(T)$. Тангенс угла касательной к построенной кривой с осью T дает значение производной $\frac{dp}{dT}$ для состояния пара, соответствующего точке в которой проведена касательная.

2. Значение $\frac{dp}{dT}$ может быть определено приближенно из равенства

$$\frac{dp}{dT} = \frac{p_2 - p_1}{T_2 - T_1},$$

где

$$p_2, T_2 \text{ и } p_1, T_1$$

параметры, соответствующие двум близко лежащим друг к другу состояниям пара.

Пример 72. Определить объем сухого пара при давлении в 1 ат.

Значение $\frac{dp}{dT}$ определяем приближенно по параметрам двух смежных состояний пара, которыми по таблицам являются 1 ат и 0,9 ат.

$$\text{Для } 0,9 \text{ ат: } p_1 = 0,9 \text{ ат}$$
$$T_1 = 369,2 \text{ ат}$$

$$\text{Для } 1 \text{ ат: } p_2 = 1 \text{ ат}$$
$$T_2 = 372^\circ$$
$$r_1 = 538,8$$

при этом

$$\frac{dp}{dT} = \frac{0,1 \cdot 10\,000}{1,9} = 344,8,$$

тогда:

$$u = \frac{427 r}{T \frac{dp}{dT}} = \frac{427 \cdot 538,8}{372,1 \cdot 344,8} = 1,6708 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Объем сухого пара будет равняться:

$$v_s = u + \sigma = 1,6708 + 0,0001 = 1,6718 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

По таблицам:

$$v_s = 1,721 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

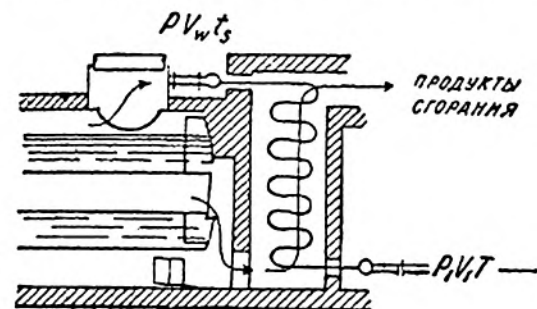
54. Перегретый пар

Перегретый пар образуется из сухого пара при его нагревании. В котельных перегретый пар получается при пропуске влажного пара, даваемого котлом, через особый прибор, называемый перегревателем.

Перегреватель представляет собою ряд трубчатых змеевиков, помещаемых в пространстве, омываемом горячими продуктами сгорания (фиг. 204). Пар, проходя по змеевикам, воспринимает теплоту, получаемую ими от продуктов сгорания, сперва подсушивается, превращаясь при этом в сухой пар, а потом уже только перегревается. Во время пароперегрева давление пара остается постоянным, равным давлению пара в котле (немного меньше), температура же и объем пара возрастают. Конечная температура пере-

гретого пара зависит от количества тепла, воспринимаемого паром в перегревателе. Обычная температура перегретого пара 300—400° Ц.

Насыщенные пары, как выше отмечалось, имеют для каждого давления вполне определенную температуру, температура же перегретых паров не является функцией давления и может для одного и того же давления принимать произвольные значения.



Фиг. 204.

Перегретые пары, имея температуру выше температуры парообразования, при охлаждении начинают конденсироваться только после того, как будет потеряна весь перегрев, т. е. температура их понизится до температуры сухого пара t_s . Эта особенность выгодно отличает перегретые пары от насыщенных, незначительное охлаждение которых сопровождается конденсацией. Поэтому тепловые потери, вызываемые теплообменом пара со стенками паропроводов, каналов паровых машин и т. п., для перегретого пара меньше, чем для насыщенного.

а) Характеристические уравнения перегретого пара

При рассмотрении диаграммы $P—V$ водяного пара (п. 50) были сделаны следующие заключения. Между отдельными состояниями вещества нет существенной разности, так как состояние вещества определяется величиной его параметров. Изотермы перегретого пара в зависимости от температуры имеют различный вид, а пар при этом ведет себя неодинаково по отношению сжижения. Так как изотермы низких температур пересекают погра-

нические кривые и проходят через область насыщенных паров, то перегретый пар при этих температурах изотермическим сжатием может быть обращен в воду. Изотермы температур, больших критической, не пересекают пограничные кривые, располагаясь над критической точкой K (фиг. 195), поэтому перегретый пар (газ) при отмеченных температурах изотермическим сжатием не может быть обращен в воду. С увеличением температуры изотермы выравниваются, обращаясь при достаточной температуре в равнобокие гиперболы. При этих условиях перегретый пар в своих свойствах приближается к свойствам газов, подчиняясь в своих изменениях уравнению $PV = RT$. При температурах, меньших критической и близких к температуре насыщения, характеристическое уравнение газов $PV = RT$ для перегретых паров будет являться грубо приближенным, так как при этих условиях свойства паров отличаются от свойства газов, а изотермы, соответствующие рассматриваемым температурам, не являются равнобокими гиперболами, имея петли и переходя через области различных состояний вещества.

Поэтому характеристическое уравнение для перегретого пара должно иметь такой вид, чтобы при высоких температурах оно приближалось к уравнению газов $PV = RT$.

Было предложено много уравнений для перегретого пара, из них наиболее простым и достаточно точным является уравнение Тумлирца-Линде:

$$P(v + 0,016) = RT,$$

или:

$$P(v + 0,016) = 47,1 T, \quad (84)$$

так как для водяного пара

$$R = \frac{848}{m} = \frac{848}{18} = 47,1.$$

В уравнении (84) P в кг/м².

Более точным уравнением для перегретого пара является уравнение Каллендара-Молье:

$$P(v - 0,001) = 47 T - 0,075 P \left(\frac{273}{T} \right)^{\frac{10}{3}}. \quad (85)$$

б) Параметры перегретого пара (P , v , T)

Обычно при задании перегретого пара даются его температура t и давление P .

Объем перегретого пара определяется из характеристического уравнения:

$$P(v + 0,016) = 47,1 T,$$

откуда:

$$v = \frac{47,1 T}{P} - 0,016.$$

На фиг. 205 дана кривая, выражающая зависимость удельного объема перегретого пара от давления; температура перегрева взята $t = 350^\circ$.

Кривая отмечает, что объем пара уменьшается при переходе к высшим давлениям; последнее наблюдалось и для насыщенных паров.

Величина удельного объема пара определяет сечения паропроводов, ка-

вазов в паровых машинах и т. п., поэтому для паров высших давлений при одинаковых скоростях пара требуются меньшие сечения, т. е. установка получается компактнее.

В приложении, в конце книги, дана таблица X удельных объемов перегретого пара.

Удельный вес перегретого пара определяется из равенства $\gamma = \frac{1}{v}$, где v находится по характеристическому уравнению или берется из таблицы.

в) Полная теплота перегретого пара λ

Тепло, необходимое для получения 1 кг перегретого пара из воды с температурой 0°C , называется полной теплотой перегретого пара.

На образование сухого пара тратится теплота $\lambda_s = q + r$, поэтому полная теплота перегретого пара будет равна теплоте:

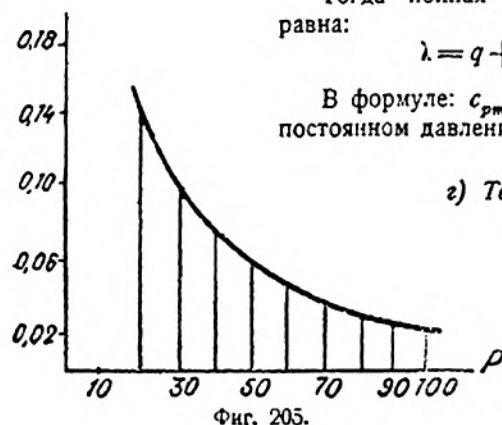
$$\lambda_s = q + r,$$

сложенной с той теплотой, которая затрачивается на перегрев пара, происходящего при постоянном давлении. Количество тепла, необходимое для перегрева пара с температуры t_s до t , может быть определено, как произведение теплоемкости пара c_p на приращение температуры $(t - t_s)$.

Тогда полная теплота перегретого пара будет равна:

$$\lambda = q + r + c_{pm}(t - t_s) \text{ кал/кг.} \quad (86)$$

В формуле: c_{pm} — средняя теплоемкость пара при постоянном давлении.



Фиг. 205.

г) Теплоемкость пара c_p

Теплоемкость перегретого пара есть величина переменная, зависящая от давления пара и температуры.

На основании опытов Кнобляуха и Якоба установлено, что:

1. Теплоемкость c_p возрастает с возрастанием давления.

2. При давлениях, начиная с двух атмосфер, теплоемкость c_p с возрастанием температуры перегрева сначала уменьшается, а затем медленно возрастает.

3. Начальное уменьшение теплоемкости тем значительнее, чем выше давления пара.

На диаграмме IV даны кривые теплоемкости c_p в зависимости от температуры t и давления p (кривые Кнобляуха и Якоба).

Средняя теплоемкость перегретого пара c_{pm} . В выражении $c_{pm}(t - t_s)$, учитывающем тепло для перегрева пара, необходимо подставлять среднюю величину теплоемкости пара для интервала изменения его температуры с t_s до t . Средняя теплоемкость может быть определена по диаграмме Кнобляуха и Якоба.

Пусть кривая AB дает зависимость изменения истинной теплоемкости пара c_p от температуры перегрева для давления пара p ат (фиг. 206). Тепло, необходимое для перегрева пара, выражается формулой $c_p dt$ (для элементарного процесса), которая графически изобразится площадкой $abcd$. Тогда все тепло, расходуемое на перегрев пара с температуры t_1 до t_2 ,

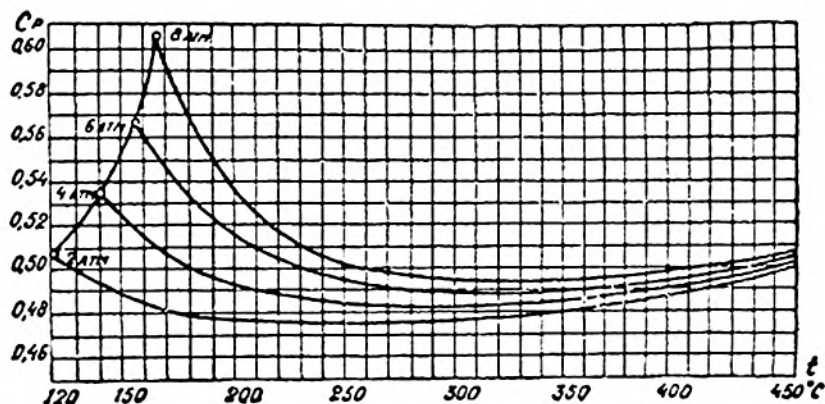
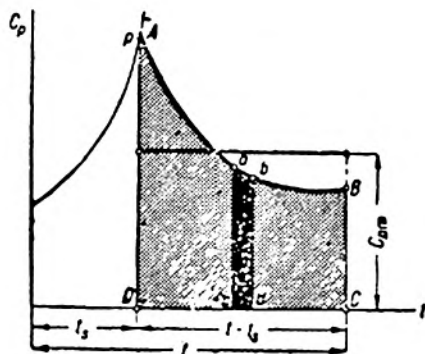
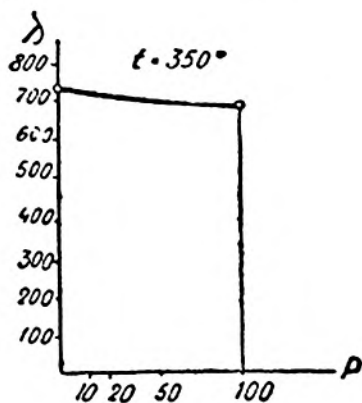


Диаграмма IV

будет равно $\int_{t_1}^{t_2} c_p dt$ и изобразится площадью $ABCD$. Деля площадь $ABCD$ на $(t_2 - t_1)$, т. е. беря высоту прямоугольника, равновеликого площади $ABCD$, находим среднюю теплоемкость c_{pm} .



Фиг. 206.



Фиг. 207.

Значения теплоемкости c_p приведены в табл. VI, а значения средней теплоемкости c_{pm} — в табл. VII (приложение).

Зависимость полной теплоты перегретого пара от давления.

На фиг. 207 представлена зависимость полной теплоты перегретого пара от давления. Диаграмма отмечает, что при переходе к высшим давлениям λ убывает.

д) Перегреватель

Определение тепла, расходуемого в перегревателе на килограмм пара. В перегревателе происходит подсушивание пара, т. е. испарение содержащейся во влажном паре, даваемом котлом, воды в количестве $(1-x)$ кг, а потом уже совершается перегрев пара.

Поэтому тепло, воспринимаемое в перегревателе одним кг пара, определится из выражения:

$$\lambda = (1-x)r + c_{pm}(t-t_s).$$

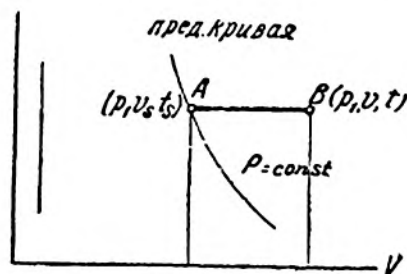
Изменение параметров пара при прохождении через перегреватель: давление пара $p = \text{const}$;

объем увеличивается с $v_s = v, x$ до $v = \frac{RT}{p} - 0,016$;

температура возрастает с t_s до t .

е) Внутренняя энергия перегретого пара

Внутренняя энергия перегретого пара равна внутренней энергии сухого насыщенного пара: $U_s = q + p$, сложенной с изменением внутренней энергии пара в процессе перегрева. Тепло $c_{pm}(T - T_s)$, необходимое для перегрева пара, расходуется на изменение внутренней энергии пара и на внешнюю работу, поэтому:



Фиг. 208.

$$c_{pm}(t-t_s) = \Delta U + A\Delta L,$$

откуда

$$\Delta U = c_{pm}(t-t_s) - A\Delta L.$$

Величина работы ΔL в процессе $p = \text{const}$ с изменением объема рабочего тела с v_s до v определится из формулы:

$$\Delta L = p(v - v_s).$$

Тогда:

$$\Delta U = c_{pm}(t-t_s) - Ap(v - v_s).$$

Последнее выражение можно упростить, воспользовавшись характеристическим уравнением.

Процесс перегрева изображается линией AB (фиг. 208).

Для начала перегрева имеем:

$$\begin{aligned} \text{Для конца перегрева: (A)} \quad p(v_s + 0,016) &= RT_s, \\ \text{(B)} \quad p(v + 0,016) &= RT. \end{aligned}$$

Вычитая почленно из равенства (B) равенство (A), найдем:

$$p(v - v_s) = 47,1(t - t_s).$$

Тогда:

$$\begin{aligned} \Delta U &= c_{pm}(t - t_s) - A\rho(v - v_s) = c_{pm}(t - t_s) - A47,1(t - t_s) = \\ &= (c_{pm} - 47,1 A) \cdot (t - t_s) = (c_{pm} - 0,11)(t - t_s). \end{aligned}$$

Следовательно, полная энергия перегретого пара будет равна:

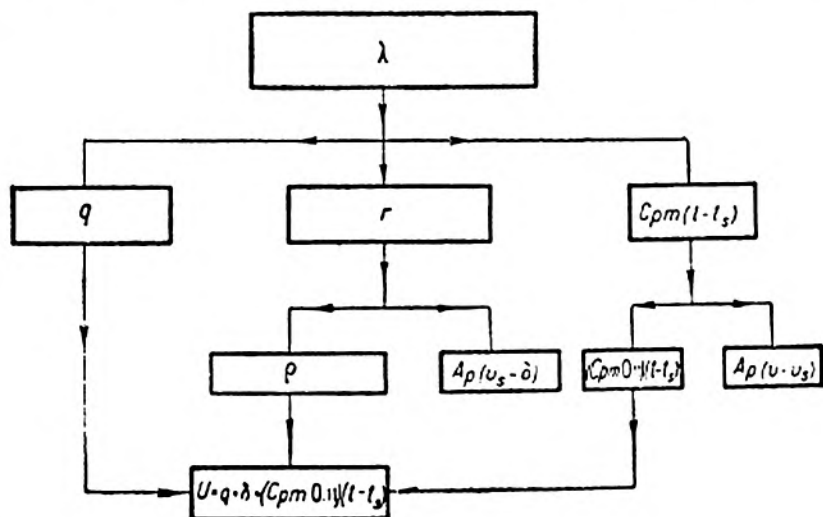
$$\begin{aligned} U &= q + \rho + \Delta U = q + \rho + (c_{pm} - 0,11)(t - t_s) \\ U &= q + \rho + (c_{pm} - 0,11)(t - t_s). \end{aligned} \quad (87)$$

в) *Схема Никольсона для перегретого пара*

На фиг. 209 дана схема Никольсона для перегретого пара.

Сводные данные и формулы предыдущей главы

1. Сухой насыщенный пар. Состояние сухого насыщенного пара



Фиг. 209.

задается одним давлением p , по которому определяются все параметры пара из таблицы насыщенных паров.

Формулы:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= q + r - \text{полная теплота сухого пара.} \\ U_s &= q + r - \text{энергия пара.} \end{aligned}$$

2. Влажный пар. Состояние влажного насыщенного пара определяется давлением пара p и степенью сухости пара x .

Все параметры влажного пара находятся по формулам, в которые вставляются соответствующие величины, взятые из таблиц сухих паров по заданному давлению p .

Формулы: $v_w = v_s x$ — объем влажного пара. $\gamma_w = \frac{\gamma_s}{x}$ — удельный вес влажного пара. $\lambda_w = q + rx$ — полная теплота. $U_w = q + \rho x$ — энергия влажного пара.

Величины v_s , γ_s , q , r , ρ берутся из таблицы по p .

Пример 80. Определить все параметры влажного пара давления $p = 10 \text{ ат}$ и степени сухости $x = 0,95$.

Из табл. II по давлению $p = 10 \text{ ат}$ находим:

$$v_s = 0,198 \text{ м}^3; t_s = 179,1^\circ \text{Ц}; \gamma_s = 5,05 \text{ кг/м}^3, q = 181,2 \text{ кал};$$

$$r = 482,6 \text{ кал. и } \rho = 436,4 \text{ кал},$$

тогда:

$$v_w = v_s x = 0,198 \cdot 0,95 = 0,188 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

$$\gamma_w = \frac{\gamma_s}{x} = \frac{5,05}{0,95} = 5,3; \lambda_w = q + r = 181,2 + 482,6 \cdot 0,95 = 639,67 \text{ кал/кг}.$$

$$U_w = q + \rho x = 181,2 + 436,4 \cdot 0,95 = 595,78 \text{ кал/кг}.$$

3. Перегретый пар. Состояние перегретого пара определяется давлением p и температурой перегрева T .

Объем перегретого пара находится из характеристического уравнения:

$$v = \frac{47,1 T}{p} - 0,016.$$

Полная теплота и энергия определяются по соответствующим формулам, в которые вставляются величины, взятые из таблиц сухих паров по давлению p , и величина c_{pm} найденная из таблицы теплоемкостей по p и t .

Формулы:

$$\lambda = q + r + c_{pm}(t - t_s) \text{ — полная теплота перегретого пара};$$

$$U = q + \rho + (c_{pm} - 0,11)(t - t_s) \text{ — энергия перегретого пара}.$$

Пример 81. Определить все параметры перегретого пара давления $p = 10 \text{ ат}$ и $t = 360^\circ \text{Ц}$.

Из таблицы сухих насыщенных паров по заданному давлению $p = 10 \text{ ат}$ определяем:

$$t_s = 179,1; q = 181,2 \text{ кал}; r = 482,6 \text{ кал. и } \rho = 436,4 \text{ кал}.$$

И табл. VII средних теплоемкостей перегретого пара по $p = 10 \text{ ат}$ и $t = 350^\circ$ находим:

$$c_{pm} = 0,529 \frac{\text{кал}}{\text{кг}^\circ \text{Ц}}.$$

Тогда:

$$\lambda = q + r + c_{pm}(t - t_s) = 181,2 + 482,6 + 0,529 \cdot (360 - 179,1) = 758,5916 \text{ кал/кг}.$$

$$U = q + \rho + (c_{pm} - 0,11)(t - t_s) = 181,2 + 436,4 + (0,529 - 0,11) \cdot (360 - 179,1) = 691,5881 \text{ кал/кг}.$$

Объем:

$$v = \frac{47,1 T}{P} - 0,016 = \frac{47,1 \cdot 633}{10 \cdot 10^4} - 0,016 = 0,282143 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

55. Энтропия водяного пара

При рассмотрении образования перегретого пара были отмечены следующие три стадии:

1. Подогрев воды до температуры кипения, при котором температура воды с 0°C поднимается до t_1 , причем на подогрев затрачивается тепло q .

2. Парообразование при постоянной температуре t_1 с подводом к воде тепла r при образовании сухого пара и rx — влажного.

3. Перегрев пара, при котором температура его с t_1 поднимается до температуры перегрева t , причем тепло, затрачиваемое на перегрев, будет $c_{p,m}(t - t_1)$.

В каждом отдельном периоде процесса парообразования к рабочему телу подводится тепло при переменной или постоянной температуре. Зная элементарное тепло dQ , подводимое к телу, и соответствующую температуру T , по формуле:

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

можно определить изменение энтропии тела за каждый отмеченный период процесса.

1. Изменение энтропии воды при подогреве до t_1 определяем по формуле:

$$dS = \frac{dQ}{T},$$

где $dQ = cdT$. Принимая теплоемкость воды $c = 1$, находим:

$$dQ = dT$$

и

$$dS = \frac{dT}{T} = \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя последнее выражение в пределах от $T_1 = 273$ до $T_2 = 273 + t_1$, и принимая условно энтропию воды при 0°C равной нулю, найдем приращение энтропии воды в процессе ее нагревания по формуле:

$$\begin{aligned} S_{ж} &= \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = \int_{273}^{T_2} \frac{dT}{T} = 2,303 \lg \frac{T_2}{273}, \\ S_{ж} &= 2,303 \lg \frac{T_2}{273}. \end{aligned} \quad (87)$$

Изменение энтропии воды, как показывает формула, графически в системе $T-S$ представится некоторой логарифмической линией AB (фиг. 210). Площадь $OABb$ будет равна теплоте q , затрачиваемой на подогрев воды.

II. Процесс парообразования

Процесс парообразования протекает при постоянной температуре T_s , а потому графически в системе $T-S$ изобразится изотермой BC .

Тепло r , тратящееся на парообразование, будет равно площади $bBCc$, которая равна $bc \cdot bB = (S_s - S_{ж}) T_s$.

Итак:

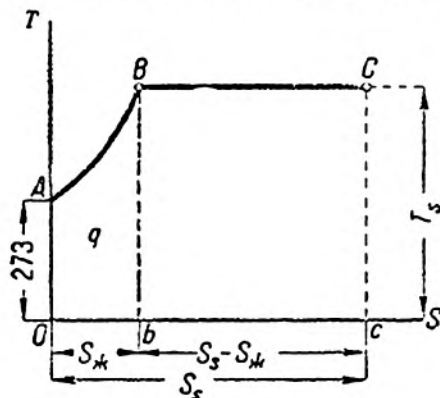
$$r = (S_s - S_{ж}) T_s,$$

откуда

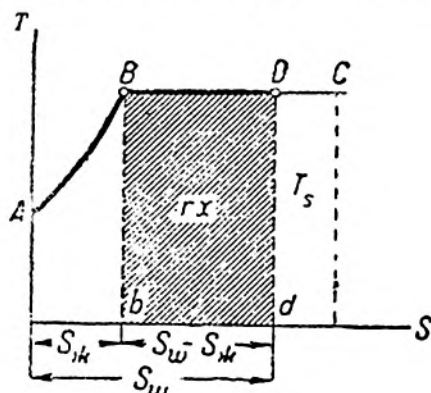
$$S_s - S_{ж} = \frac{r}{T_s}.$$

Точка A изображает начальное состояние воды при 0°C , B — начало кипения и C — конец парообразования, т. е. отмечает состояние сухого насыщенного пара.

Если же в результате испарения получен влажный пар со степенью сухости x , т. е. испарение не было бы доведено до конца, то состояние



Фиг. 210.



Фиг. 211.

влажного пара изобразилось бы точкой D , лежащей до точки C на изотерме BC (фиг. 211).

Тепло, потраченное на парообразование, будет при этом rx , равно площади $bBDD$.

Площадь $bBDD = (S_w - S_{ж}) T_s$.

Тогда увеличение энтропии при парообразовании определится из равенства:

$$(S_w - S_{ж}) T_s = rx, \text{ откуда } S_w - S_{ж} = \frac{r}{T_s} x.$$

Зная увеличение энтропии при подогреве воды и при парообразовании, найдем полное приращение энтропии пара по формуле:

$$S_s = 2,303 \lg \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} \text{ для сухого пара.} \quad (89)$$

$$S_w = 2,303 \lg \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} x \text{ для влажного пара.} \quad (90)$$

Величина энтропии пара зависит от T , и r , которые имеют определенные значения для каждого давления пара p , поэтому энтропия S будет тоже для каждого давления принимать вполне определенные числовые значения. Последнее позволяет составить таблицы, из которых по давлению пара p можно взять значения:

$$2,303 \lg \frac{T_2}{273} \text{ и } \frac{r}{T_1}.$$

Указанные таблицы имеются в приложении. При определении энтропии влажного пара табличные данные, касающиеся сухого пара, вводятся в формулу:

$$S_s = 2,303 \lg \frac{T_2}{273} + \frac{r}{T_1} x.$$

Определение степени сухости пара по диаграмме $T-S$. Из предыдущего имеем: $r = BC \cdot T_1$ и $rx = BD \cdot T_1$ (фиг. 211); деля почленно второе на первое, получим:

$$x = \frac{BD}{BC}.$$

III. Процесс перегрева пара

Изменение энтропии при перегреве пара определится по формуле:

$$S - S_1 = \int_{T_1}^T \frac{dQ}{T}; \text{ где } Q = c_p dT,$$

тогда:

$$S - S_1 = \int_{T_1}^T c_p \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя в пределах изменения температуры пара при перегреве с T_1 до T , найдем, полагая, что $c_p = c_{p,m} = \text{const}$:

$$S - S_1 = c_{p,m} \int_{T_1}^T \frac{dT}{T} = 2,303 c_{p,m} \lg \frac{T}{T_1}.$$

Вычисления по формуле:

$$S - S_1 = 2,303 c_{p,m} \lg \frac{T}{T_1}$$

носят приближенный характер, так как $c_{p,m}$ не есть величина постоянная. Действительное приращение энтропии пара при перегреве, принимая переменное значение c_p , просто определяется графическим способом, пользуясь кривыми Кнобляуха и Якоба.

Пусть AB (фиг. 212) выражает закон изменения c_p в зависимости от T для взятого давления пара p . Изменение энтропии в элементарном процессе будет:

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{c_p dT}{T} = \frac{c_p}{T} dT.$$

На кривой AB возьмем ряд произвольных точек $1, 2, 3 \dots n$ и для каждой точки определим величину отношения:

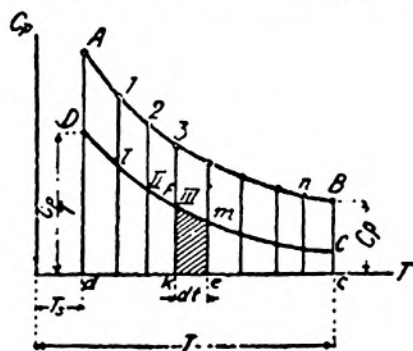
$$\frac{c_p}{T};$$

сделать это легко, так как c_p — ордината, T — абсцисса взятой точки.

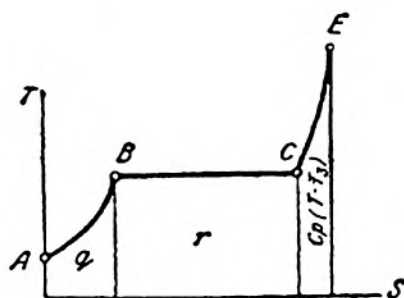
Вычисленные значения отношений:

$$\frac{c_p}{T}$$

отложим на соответствующих ординатах, тогда найдем ряд точек $D, I, II, III \dots C$, соединяя которые, получим кривую DC . Кривая DC графически выражает закон изменения $\frac{c_p}{T}$ в зависимости от T .



Фиг. 212.



Фиг. 213.

Возьмем элементарную площадку $fme k$, высота которой будет:

$$\frac{c_p}{T},$$

а основание — dT , тогда площадь $fme k$ будет равна:

$$\frac{c_p}{T} dT.$$

Сравнивая величину взятой площадки с элементарным приращением энтропии:

$$fme k = \frac{c_p}{T} dT,$$

$$dS = \frac{c_p}{T} dT$$

находим, что $dS =$ площадке $fme k$.

Суммируя элементарные площадки, найдем площадь $DdCc$, равную искомому изменению энтропии при перегреве пара с температуры T_1 до T_2 .

Возвращаясь к уравнению:

$$S - S_s = 2,303 c_{p,m} \lg \frac{T}{T_s},$$

видим, что изменение энтропии пара при перегреве графически представится логарифмической кривой CE (фиг. 213), которая будет круче кривой AB , так как теплоемкость пара c_p мало отличается от 0,5, тогда как теплоемкости воды равняется единице.

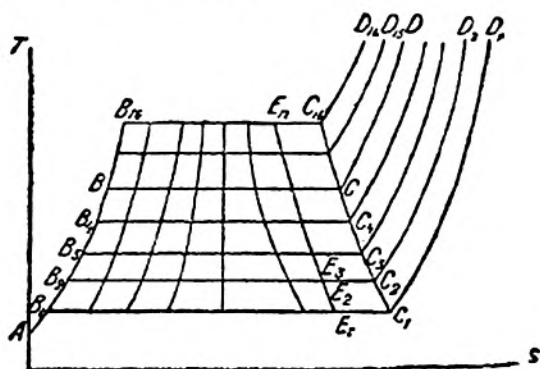
Полное приращение энтропии перегретого пара определяется как суммарное приращение энтропии за все разобранные стадии, т. е. подогрева воды, парообразования и перегрева пара, поэтому:

$$S = 2,303 \lg \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} + 2,303 c_{p,m} \lg \frac{T}{T_s}. \quad (91)$$

Так как для перегретого пара произвольного давления p и температуры перегрева T все буквенные параметры T_s , r и $c_{p,m}$ принимают определенные значения, то можно составить таблицы, позволяющие по заданным p и T определять энтропию перегретого пара S .

56. Диаграмма $T-S$ для водяного пара

Для взятого произвольного давления пара p в системе $T-S$ нами намечена кривая $ABCD$ (фиг. 213 и 214), дающая зависимость изменения энтропии пара и его температуры в отдельных стадиях процесса. Так как давление во время парообразования не меняется, то линия $ABCD$ будет изобара. Если нанести ряд подобных изобор, соответствующих давлениям 0,02, 0,04...1, 2, 3...16 ат и т. д., то получим диаграмму, называемую диаграммой $T-S$.



Фиг. 214.

Соединяя точки $B_1, B_2 \dots B_n$, а также и точки $C_1, C_2 \dots C_n$, построим две кривые $B_1 B_n$ и $C_1 C_n$, которые называются пограничными кривыми.

Точки $B_1, B_2 \dots B_n$ изображают начало кипения при различных давлениях, а точки $C_1, C_2 \dots C_n$ — конец парообразования, т. е. сухой пар. Поэтому если процесс будет протекать по линии $C_1 C_n$, то, несмотря на изменение параметров p , v , t_s , в этом процессе пар будет оставаться сухим. Кроме изобар на диаграмме $T-S$ нанесены линии постоянного паросодержания, которые соединяют точки, делящие отрезки BC в одном и том же отношении. Так, линия постоянного паросодержания $E_1 E_n$ соединяет точки $E_1 E_n \dots E_n$, причем

$$\frac{B_1 E_1}{B_1 C_1} = \frac{B_2 E_2}{B_2 C_2} = \dots = \frac{B_n E_n}{B_n C_n},$$

а отношение $\frac{BE}{BC}$, как известно, дает значение паросодержания x .

Название пара	Параметры	Внутренняя энергия	Полная теплота	Энтропия
Сухой насыщенный пар	t_0, v_0, γ_0	$U_0 = q + \rho$	$\lambda_0 = q + r$	$S_0 = \ln \frac{T_0}{273} + \frac{r}{T_0}$
Влажный насыщенный пар	$v_0 = v_0 x, \gamma_0 = \frac{\gamma_0}{x}$	$U_0 = q + \rho x$	$\lambda_0 = q + r x$	$S_0 = \ln \frac{T_0}{273} + \frac{r}{T_0} x$
Перегретый пар	$v = \frac{47,1 T}{10^4 p} - 0,016$	$u = q + \rho + (c_{pm} - 0,11)(t - t_0)$	$\lambda = q + r + c_{pm}(t - t_0)$	$S = \ln \frac{T}{273} + \frac{r}{T_0} + c_{pm} \ln \frac{T}{T_0}$

Значение таблицы $T-S$ будет выяснено при изучении адиабатического процесса.

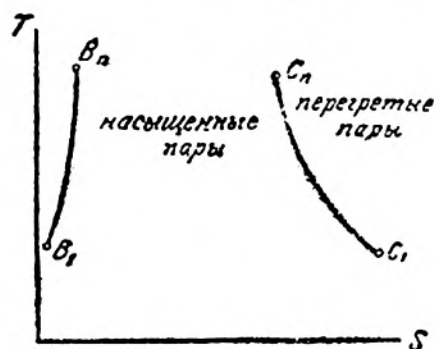
Левая часть диаграммы $T-S$ (фиг. 214), соответствующая влажным парам с малой степенью сухости, на энтропийной диаграмме обычно откидывается, так как эти пары для техники не имеют значения.

В конце курса приложена диаграмма $T-S$.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

57. Основные термодинамические процессы

При исследовании процессов, в которых рабочим телом является пар, в отличие от процессов с газом, встречаемся со свойством паров изменять



Фиг. 215.



Фиг. 216.

свое физическое состояние во время процесса. Так, перегретый пар в результате процесса может стать насыщенным паром, а в дальнейшем — даже сконденсироваться в воду. Определение изменения физических свойств пара при протекании процесса просто выясняется на диаграмме $T-S$ или $P-V$, на которых нанесены пограничные кривые (фиг. 215 и 216).

Расположение графика рассматриваемого процесса по отношению пограничных кривых дает ответ на поставленный вопрос. Пусть линия MN (фиг. 217) будет график процесса; расположение MN отмечает, что в начальном состоянии пар был перегретым (точка M), в конечном же стал насыщенным, так как точка N лежит в области насыщенных паров, причем степень сухости пара x определится из выражения $x = \frac{BN}{Bc_1}$. Точка D — точка пересечения графика MN с верхней пограничной кривой, отмечает давление, при котором перегретый пар теряет перегрев и становится насыщенным. Если будем иметь процесс mn , то по диаграмме заключаем, что пар за все время процесса остается насыщенным, причем степень сухости пара x увеличивается, так как

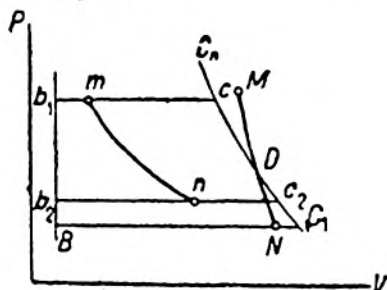
$$x_1 = \frac{b_1 m}{b_1 c}, \quad x_2 = \frac{b_2 n}{b_2 c_2}, \quad \text{а} \quad \frac{b_2 n}{b_2 c_2} > \frac{b_1 m}{b_1 c}.$$

58. Процесс при постоянном объеме ($v = \text{const}$)

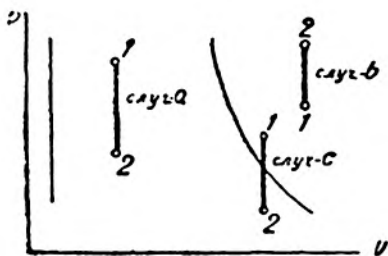
При протекании процесса возможны следующие случаи:

- a) — пар, будучи в начальном состоянии насыщенным, остается насыщенным и в конечном состоянии;
- b) — пар в начальном и конечном состояниях перегретый;
- c) — начальное состояние — перегретый пар, конечное — насыщенный или наоборот.

Графики процессов *a*, *b* и *c* приведены на фиг. 218. Разберем все отмеченные случаи.



Фиг. 217.



Фиг. 218.

1. Насыщенный пар

Случай *a*. Пусть параметры начального состояния будут p_1, v_1, t_1 и x_1 , конечного — p_2, v_2 , и t_2 и x_2 (фиг. 219).

Начальные параметры и один из переменных параметров конечного состояния будут даны.

Положим, будет дано p_2 , тогда из таблиц по p_2 находим t_2 .

Определение x_2 . Удельный объем насыщенного пара $v = v'x$, тогда для начального и конечного состояний имеем:

$$v_1 = v'_1 x_1 \text{ и } v_2 = v''_2 x_2,$$

но так как:

$$v_1 = v_2, \text{ то } v'_1 x_1 = v''_2 x_2,$$

откуда находим:

$$x_2 = x_1 \frac{v'_1}{v''_2},$$

где v'_1 и v''_2 — удельные объемы сухого пара при давлениях p_1 и p_2 берутся из таблиц.

Определение тепла, участвующего в процессе. Напишем уравнение тепла:

$$Q = \Delta U + \Delta L,$$

так как процесс $v = \text{const}$, то $\Delta L = 0$ и уравнение тепла будет $Q = \Delta U$. Тогда, определив изменение внутренней энергии пара при переходе из первого состояния во второе, выясним количество тепла Q .

Внутренняя энергия насыщенного пара определяется по формуле:

$$U = q + \rho x,$$

которая для состояний 1 и 2 примет вид:

$$U_1 = q_1 + \rho_1 x_1 \text{ и } U_2 = q_2 + \rho_2 x_2.$$

Тепло Q определится по уравнению:

$$Q = U_2 - U_1 = (q_2 + \rho_2 x_2) - (q_1 + \rho_1 x_1).$$

Величины q_2 , q_1 , ρ_2 и ρ_1 берутся из таблиц по заданным давлениям p_1 и p_2 .

II. Пар перегретый

Случай *b*. Начальные параметры p_1 , v , t_1 , конечные p_2 , v , t_2 .

Напишем характеристические уравнения для начального и конечного состояний перегретого пара:

$$P_1 (v + 0,016) = 47,1 \cdot T_1,$$

$$P_2 (v + 0,016) = 47,1 \cdot T_2,$$

откуда почленным делением находим: $\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$, зная конечное давление P_2 , найдем T_2 .

Объем v определяется из характеристического уравнения:

$$v = \frac{47,1 \cdot T_1}{P_1} - 0,016.$$

Определение тепла, необходимого для создания процесса:

$$Q = U_2 - U_1.$$

Для перегретого пара:

$$U_2 = q_2 + \rho_2 + (c_{pm}'' - 0,11) (T_2 - T_2'),$$

$$U_1 = q_1 + \rho_1 + (c_{pm}' - 0,11) (T_1 - T_1'),$$

тогда:

$$Q = [q_2 + \rho_2 + (c_{pm}'' - 0,11) (T_2 - T_2')] - [q_1 + \rho_1 + (c_{pm}' - 0,11) (T_1 - T_1)].$$

III. Начальное состояние — пар перегретый, конечное — насыщенный

Случай *c*. Начальные параметры P_1 , v_2 , t_1 .

При охлаждении перегретого пара наступит момент, в который пар потеряет свой перегрев и станет насыщенным. Чтобы выяснить конечное

состояние пара, определяют из характеристического уравнения $P_1(v + 0,016) = 47,1 \cdot T_1$ объем пара в начальном состоянии:

$$v = \frac{47,1 \cdot T_1}{P_1} - 0,016.$$

Если в конечном состоянии при давлении p_2 пар остался перегретым, то его объем должен быть больше объема сухого пара давления p_2 . Объем же пара в конечном состоянии будет равен объему начального состояния:

$$v = \frac{47,1 \cdot T_1}{P_1} - 0,016,$$

так как процесс $v = \text{const}$. Если же пар в конечном состоянии станет насыщенным, то его объем v будет меньше объема сухого пара v_s давления p_2 .

Итак, если:

- $v > v'_s$ — пар в конечном состоянии перегретый;
- $v < v'_s$ — » » влажный насыщенный;
- $v = v'_s$ — » » сухой насыщенный.

Выяснив конечное состояние пара, конечную температуру его в случае, если пар станет насыщенным, определим из таблиц.

Определение x . Удельный объем пара в процессе $v = \text{const}$ не меняется, а потому объем перегретого пара $v = \frac{47,1 \cdot T_1}{P_1} - 0,016$ будет являться объемом насыщенного пара в конечном состоянии, но для насыщенного пара имеем:

$$v = v'_s x,$$

откуда:

$$x = \frac{v}{v'_s},$$

где v'_s — объем сухого пара давления p_2 .

Определение количества тепла Q , участвующего в процессе.

$$Q = U_2 - U_1,$$

но

$$U_1 = q_1 + \rho_1 + (c_{pm} - 0,11) (T_1 - T_s)$$

и

$$U_2 = q_2 + \rho_2 x_2,$$

тогда:

$$Q = (q_2 + \rho_2 x_2) - [q_1 + \rho_1 + (c_{pm} - 0,11) (T_1 - T_s)].$$

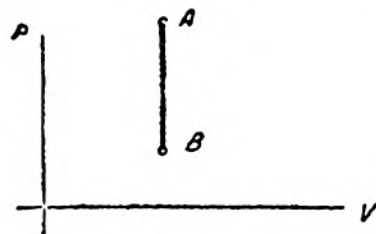
Построение изоплеры насыщенного пара в системе координат $T-S$. Пусть необходимо изоплере AB насыщенного пара, данную в системе координат $P-V$ (фиг. 220), перенести в систему $T-S$. Построение проводится следующим образом.

В нижнем левом квадранте фиг. 221, являющемся системой $P-V$, наносятся пограничные кривые и изоплера AB . В левом верхнем квадранте (система $T-P$) вычерчивается кривая EK , которая дает зависимость T от P . Кривая строится по таблицам насыщенных паров. В правом верхнем квадранте, являющемся системой $T-S$, наносятся пограничные кривые.

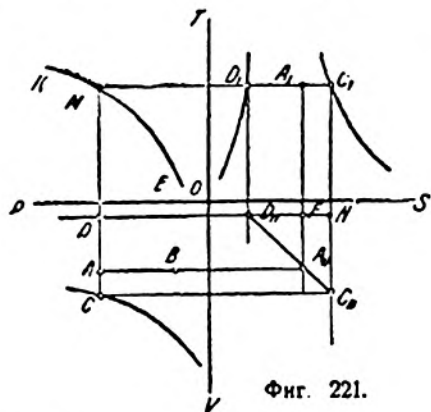
Перенос точки A .

Через точку A проводится изобара CD , которую продолжают до пересечения в точке M с кривой EK . Из точки M проводится горизонталь до пересечения в точках D_1 и C_1 с пограничными кривыми правого верхнего квадранта. Из точек D_1 и C_1 опускаются вертикали до пересечения в точках D_{11} и C_{11} с горизонталями, проведенными из точек D и C . Полученные точки D_{11} и C_{11} соединяются прямой $D_{11}C_{11}$. Из точки A проводится горизонталь до пересечения в точке A_1 с линией $D_{11}C_{11}$. Из полученной точки A_1 проводится вертикаль до пересечения в точке A_1 с линией D_1C_1 . Найденная точка A_1 будет являться искомой точкой в системе $T-S$ и соответствующей точке A системы $P-V$.

Если точка A является действительно искомой, то она должна соответствовать насыщенному пару, имеющему давление, температуру и степень сухости (P_1, T и x) таковые же, как и пар в состоянии A . Равенство давлений и температур для точек A и A_1 вытекает из построения. Ра-



Фиг. 220.



Фиг. 221.

венство же степеней сухости в точках A и A_1 будет доказано, если будет существовать равенство:

$$x = \frac{AD}{DC} = \frac{A_1D_1}{D_1C_1},$$

так как отношения $\frac{AD}{DC}$ и $\frac{A_1D_1}{D_1C_1}$ дают значения x .

Последнее равенство подтверждается при рассмотрении подобных треугольников $D_{11}A_{11}F_{11}$ и $D_{11}C_{11}N$, так как:

$$\frac{D_{11}F}{D_{11}N} = \frac{FA_{11}}{NC_{11}},$$

по

$$D_{11}F = D_1A_1; D_{11}N = DC,$$

$$FA_{11} = DA; N_{11}C = DC,$$

поэтому:

$$\frac{D_1A_1}{D_1C} = \frac{DA}{DC} \text{ и т. д.}$$

Таким же образом переносятся и другие точки изоплеры AB .

Перенос промежуточных точек изоплеры AB дан на фиг. 222. Линия $A_1 B_1$ будет искомая изоплера насыщенного пара в системе $T-S$.

Пример 82. В начальном состоянии имеется перегретый пар давления $p = 14 \text{ ат}$ и температуры 400°Ц . Пар охлаждается при постоянном объеме до конечной температуры $t_2 = 150^\circ \text{Ц}$. Определить конечные параметры и тепло, отдаваемое паром при остывании.

Определяем удельный объем пара, который за все время процесса будет величина постоянная:

$$\begin{aligned} v &= \frac{47,1 \cdot T_1}{p} - 0,016 = \frac{47,1 \cdot 673}{14 \cdot 10\,000} - 0,016 = \\ &= 0,226 - 0,016 = 0,21 \text{ м}^3/\text{кг}. \end{aligned}$$

Определим объем сухого пара при температуре 150° (из таблиц).

Находим:

$$v_s = 0,39 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как $v_s > v$, то заключаем, что пар в конечном состоянии будет влажным.

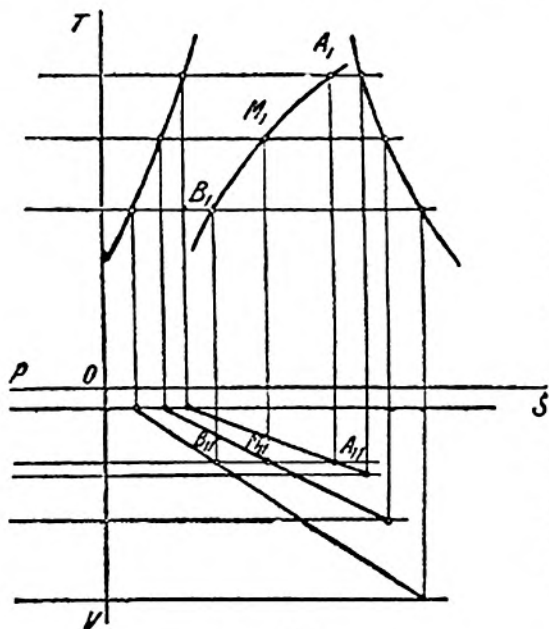
Давление пара p_2 в конечном состоянии определяем из таблиц по температуре его, равной 150° ; при этом $p_2 = 4,9 \text{ ат}$.

Находим степень сухости пара.

Удельный объем влажного пара будет: $v = 0,21$, но $v = v'_s \cdot x$, где v'_s есть удельный объем сухого пара при $4,9 \text{ ат}$ давления. Из таблиц $v'_s = 0,39$.

Тогда:

$$x = \frac{v}{v'_s} = \frac{0,21}{0,39} \approx 0,5.$$



Фиг. 222.

Тепло, отдаваемое паром:

$$Q = U_2 - U_1.$$

В формулу $U_2 = q_2 + p_2 x$ вставляются значения $q_2 = 150,9 \text{ ккал}$ и $p_2 = 459,3 \text{ ккал}$, определяемые из таблиц по давлению $4,9 \text{ ат}$,

$$U = 150,9 + 459,3 \cdot 0,5 = 150,9 + 229,6 \approx 380 \text{ ккал}.$$

Внутренняя энергия U_1 определяется по формуле:

$$U_2 = q_2 + p_2 + (c_{pm} - 0,11) (t_1 - t_2).$$

Определение тепла, участвующего в процессе. Для получения пара начального и конечного состояний необходимо затратить тепло:

$$\lambda_1 = q_1 + r_1 x_1 \text{ и } \lambda_2 = q_1 + r_1 x_2,$$

тогда тепло, подводимое в процессе, будет:

$$\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = (q_1 + r_1 x_2) - (q_1 + r_1 x_1) = r_1 (x_2 - x_1).$$

Определение работы L .

$$L = p(v_2 - v_1) = p(v_{x_2} - v_{x_1}) = p v_s (x_2 - x_1).$$

Изменение внутренней энергии.

$$\Delta U = U_2 - U_1 = (q_1 + p_1 x_2) - (q_1 + p_1 x_1) = p_1 (x_2 - x_1).$$

II. Пар перегретый

Случай *b*. 1. Определение параметров.

Напишем характеристическое уравнение для начального и конечного состояний:

$$P(v_1 + 0,016) = RT_1,$$

$$P(v_2 + 0,016) = RT_2,$$

откуда имеем:

$$\frac{v_1 + 0,016}{v_2 + 0,016} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Зная один из конечных параметров, находим по формуле другой.

2) Тепло, необходимое для осуществления процесса:

$$\lambda_1 = q_1 + r_1 + c''_{pm} (T_1 - T_2) \text{ для состояния } 1.$$

$$\lambda_2 = q_1 + r_1 + c''_{pm} (T_2 - T_2) \text{ для состояния } 2.$$

Тогда тепло, подводимое по ветке 1—2, будет:

$$\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = c''_{pm} (T_2 - T_2) - c''_{pm} (T_1 - T_2),$$

где c''_{pm} определяется по заданному давлению и температуре перегрева T_2 , а c'_{pm} — по тому же давлению и перегреву T_1 .

Приближенная формула подсчета тепла будет $c_{pm} (T_2 - T_1)$, где c''_{pm} принято равным c'_{pm} .

3) Работа L .

$$L = P(v_2 - v_1) = P \left[\left(\frac{47,1 \cdot T_2}{P} - 0,016 \right) - \left(\frac{47,1 \cdot T_1}{P} - 0,016 \right) \right] = \\ = 47,1 (T_2 - T_1).$$

4) Изменение внутренней энергии.

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_2 - U_1 = [q_1 + \rho_1 + (c_{pm}' - 0,11) (T_2 - T_1)] - \\ &\quad - [q_1 + \rho_1 + (c_{pm}' - 0,11) (T_1 - T_2)] = \\ &= (c_{pm}'' - 0,11) (T_2 - T_1) - (c_{pm}' - 0,11) (T_1 - T_2). \end{aligned}$$

III. Начальное состояние — пар влажный, конечное — перегретый

Случай с. Чтобы определить состояние пара в конечной точке, сравним объем v_2 с объемом v_s сухого пара того же давления. Если

$$\begin{aligned} v_2 > v_s & \text{— пар в точке 2 перегретый,} \\ v_2 < v_s & \text{— пар в точке 2 насыщенный,} \\ v_2 = v_s & \text{— пар сухой.} \end{aligned}$$

1) Определение параметров.

v_2 и давление p даны, тогда температура t_2 определится из характеристического уравнения:

$$T_2 = \frac{P(v_2 + 0,016)}{47,1}.$$

2) Тепло λ .

$$\begin{aligned} \lambda_2 &= q_1 + r_1 + c_{pm} (T_2 - T_1); \\ \lambda_1 &= q_1 + r_1 x_1; \end{aligned}$$

и тогда:

$$\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = r_1 (1 - x_1) + c_{pm} (T_2 - T_1).$$

3) Работа L .

$$L = p(v_2 - v_1).$$

4) Изменение внутренней энергии пара.

$$\begin{aligned} U &= U_2 - U_1 = [q_1 + \rho_1 + (c_{pm}' - 0,11) (T_2 - T_1)] - (\rho_1 + \rho_1 x_1) = \\ &= \rho (1 - x_1) + (c_{pm}' - 0,11) (T_2 - T_1). \end{aligned}$$

60. Процесс изотермический ($T = \text{const}$)

I. Пар в начальном и конечном состояниях влажный

Для этого случая изотермический процесс будет тождественен процессу $p = \text{const}$.

II. Пар в начальном и конечном состояниях перегретый

Напишем для начального и конечного состояний пара характеристическое уравнение:

$$P_1(v_1 + 0,016) = RT$$

и

$$P_2(v_2 + 0,016) = RT,$$

откуда:

$$P_1(v_1 + 0,016) = P_2(v_2 + 0,016) = P(v + 0,016) = \text{const}$$

и

$$\frac{v_1 + 0,016}{v_2 + 0,016} = \frac{P_2}{P_1},$$

уравнение указывает, что для приближенных вычислений можно воспользоваться формулой:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{см. газы}).$$

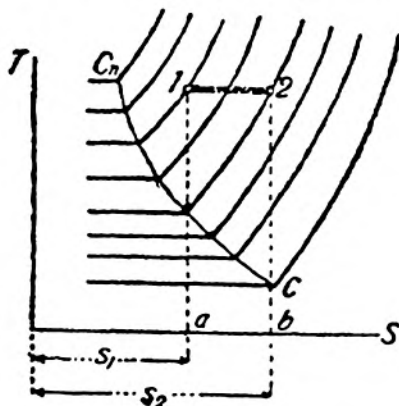
Тогда приближенное уравнение работы будет:

$$L = 2,303 P_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1}.$$

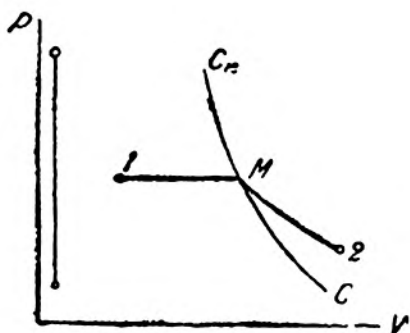
Приближенное уравнение тепла:

$$Q = AL = A \cdot 2,303 P_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1}.$$

Тепло можно определить по энтропийной диаграмме (фиг. 225).



Фиг. 225.



Фиг. 226.

Изотерический процесс в системе $T-S$ представится линией $1-2$ ($T = \text{const}$), тогда тепло Q будет равно площади $a-1-2-b$, которая выражается произведением:

$$(S_2 - S_1) T.$$

Итак:

$$Q = (S_2 - S_1) T.$$

Тогда работа определится по формуле:

$$AL = Q - \Delta U = (S_2 - S_1) T - \{q_2 + \rho_2 + (c_{pm}'' - 0,11)(T - T_2) - [q_1 + \rho_1 + (c_{pm}' - 0,11)(T - T_1)]\}.$$

Выражение в скобках $\{ \}$ является величиной незначительной.

III. Начальное состояние — пар насыщенный, конечное — перегретый

График процесса будет линия $1-M-2$ (фиг. 226). Сравнение удельного объема v_2 с v_1 позволяет сделать заключение о состоянии пара в точке 2.

Точка перехода M легко определяется по диаграмме $T-S$.

1) Определение параметров.

По заданному начальному давлению определяют параметры промежуточной точки (M) — p_1 , v_1 и $t = \text{const}$.

Для точек M и 2 пишем характеристические уравнения, из которых получим: $\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2 + 0,016}{v_1 + 0,016}$; из последнего равенства по конечному параметру v_2 найдем p_2 или обратно.

2) Тепло Q .

Q равно теплоте, подведенной на ветке ($I-M$) сложенной с теплотой, подведенной по ветке ($M-2$); тогда:

$$Q = r(1-x) + (S_2 - S_1) T.$$

3) Работа по приближенной формуле:

$$L = p_1 v_{s1} (1-x) + 2,303 p v_{s1} \lg \frac{v_2}{v_{s1}},$$

или точно:

$$L = p_1 v_{s1} (1-x) + 427 \{ (S_2 - S_m) T - [q_2 + p_2 + (c_{p'm} - 0,11)(T - T_s) - (q_1 + p_1)] \}$$

Примечание. Разбирая свойства изотермического процесса, необходимо отметить, что этот процесс протекает совершенно различно для газа и для насыщенного пара.

Отличие заключается в том, что для газа изотермический процесс является одновременно и процессом постоянной внутренней энергии, т. е. процессом изодинамическим, тогда как для насыщенного пара изотермический процесс не является уже процессом постоянной внутренней энергии. Действительно, в формулу внутренней энергии насыщенного пара $U = q + px$ входит степень сухости пара x , являющаяся в изотермическом процессе величиной переменной. Поэтому в изотермическом процессе, протекающем с насыщенным паром, теплота расходуется на изменение внутренней энергии пара и на внешнюю работу, в изотермическом же процессе, в котором участвует газ, подводимое тепло расходуется исключительно на внешнюю работу.

В изодинамическом процессе насыщенного пара, подчиняющемся уравнению $U = q + px = \text{const}$, q и p являются величинами переменными, а поэтому уравнение этого процесса можно переписать так:

$$q_1 + p_1 x_1 = q_2 + p_2 x_2.$$

Это уравнение позволяет определить конечные параметры насыщенного пара по формулам:

$$x_2 = \frac{q_1 + p_1 x_1 - q_2}{p_2};$$

$$v_2 = v_{s2} x_2.$$

Так как в изодинамическом процессе внутренняя энергия остается постоянной, то теплота, подводимая в этом процессе, расходуется только на внешнюю работу.

61. Процесс адиабатический

I. Насыщенный пар

Для изучения адиабатического процесса воспользуемся энтропийной диаграммой, в которой адиабаты будут вертикальные линии (см. § 34). Пусть начальное состояние есть сухой пар ($x=1$), графически изображаемый точкой C (фиг. 227), тогда процесс адиабатического расширения представится линией CE , расположение которой указывает, что пар, будучи в начальном состоянии сухим, в конце адиабатического расширения будет влажным с $x = \frac{B_1 E}{B_1 C_1}$.

Если же за начальное состояние взять точку B ($x=0$), в которой имеем воду, подогретую до температуры кипения, то адиабатическое расширение изобразится линией BN , которая отмечает, что при протекании процесса происходит испарение (x увеличивается), причем в конечном состоянии будет влажный пар с $x = \frac{B_1 N}{B_1 C_1}$.

На основании отмеченного заключаем:

1. При адиабатическом расширении влажных паров, близких по своему состоянию к сухому пару (x близко к 1), происходит их конденсация, уменьшение x .

2. При расширении же паров с x , близким к нулю, происходит испарение, т. е. увеличение x .

Определение параметров

Данными являются начальное и конечное давления пара.

Энтропия рабочего тела в адиабатическом процессе не изменяется $S = \text{const}$, воспользуемся этим свойством для определения x_2 .

Для начальной точки:

$$S_1 = 2,303 \lg \frac{T'_s}{273} + \frac{r'}{T'_s} x_1.$$

Для конечной точки:

$$S_2 = 2,303 \lg \frac{T''_s}{273} + \frac{r''}{T''_s} x_2.$$

Так как $S_1 = S_2$, то получим уравнение:

$$2,303 \lg \frac{T'_s}{273} + \frac{r'}{T'_s} x_1 = 2,303 \lg \frac{T''_s}{273} + \frac{r''}{T''_s} x_2$$

в котором неизвестным является параметр x_2 .

Значения:

$$2,303 \lg \frac{T''_s}{273}, \frac{r''}{T''_s}, 2,303 \lg \frac{T'_s}{273} \text{ и } \frac{r'}{T'_s}$$

берутся из таблиц по заданным давлениям p_2 и p_1 .

Определив x_2 , находим конечный объем: $v_2 = v''_s x_2$.

Работа адиабатического процесса.

Так как $Q = 0$, то в адиабатическом процессе работа совершается за счет уменьшения внутренней энергии:

$$L = 427 (U_1 - U_2), \text{ где } U_1 = q_1 + p_1 x_1, \text{ а } U_2 = q_2 + p_2 x_2,$$

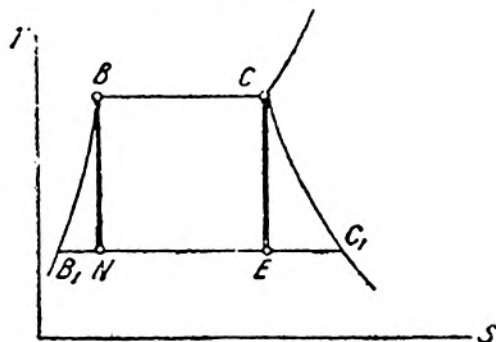
тогда:

$$L = 427 [(p_1 + p_1 x_1) - (q_2 + p_2 x_2)].$$

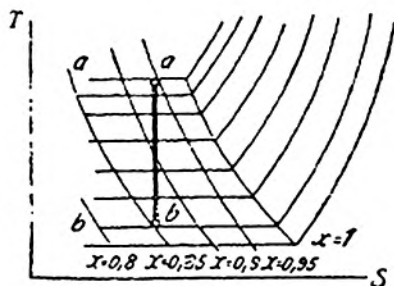
Определение параметра x_2 проще производится по диаграмме $T-S$ (фиг. 228).

Пусть начальное давление пара будет a ат, $x_1 = 0,95$, конечное давление пара b ат; требуется определить x_2 .

Проводим вертикаль из точки a до пересечения с изобарой b ат дав-



Фиг. 227.



Фиг. 228.

ления, находим точку b , которая лежит между кривыми постоянной сухости пара $x = 0,85$ и $x = 0,9$, можно принять, что $x_2 \approx 0,86$.

2. Пар перегретый

Определение параметров производится по диаграмме $T-S$ (фиг. 229).

Пусть начальные параметры пара p_1, v_1, T_1 , конечные — p_2, v_2, T_2 , из которых p_2 задано.

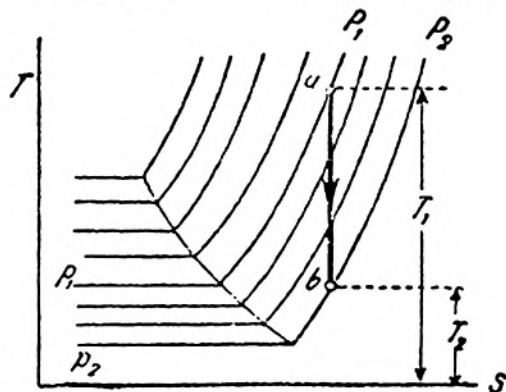
Проведя адиабату ab , по положению точки b определяем конечную температуру T_2 .

Зная p_2 и T_2 , находим:

$$v_2 = \frac{47,1 T_2}{p_2} - 0,016.$$

Работа L .

$$L = 427 (U_1 - U_2) = 427 \{q_1 + p_1 + (c_{pm}' - 0,11) (T_1 - T_2) - [q_2 + p_2 + (c_{pm}'' - 0,11) (T_2 - T_2')]\}.$$



Фиг. 229.

3. Начальное состояние — пар перегретый, конечное — насыщенный

При решении воспользуемся диаграммой $T-S$.

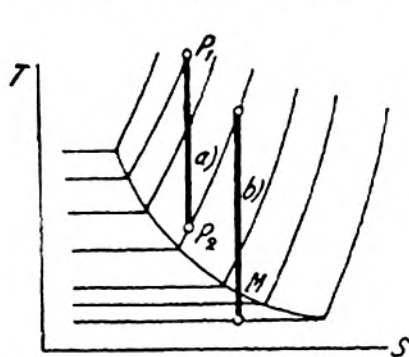
Начальное состояние — перегретый пар с параметрами p_1, v_1, t_1 , конечное состояние — влажный с параметрами p_2, v_2, t_2 и x_2 , из которых, положим, p_2 будет задан.

Проводим из точки, характеризующей начальное состояние, вертикаль до пересечения с изобарой конечного давления p_2 . Если пересечение произойдет до верхней пограничной кривой, то конечное состояние будет перегретый пар, если же ниже пограничной кривой, то пар влажный. Точка пересечения M даст параметры, при которых пар теряет перегрев и становится насыщенным.

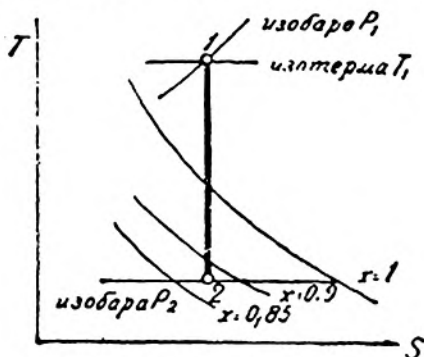
График (а) отмечает первый случай, (б) — второй (фиг. 230).

Определение x_2 .

Пусть конечной точкой адиабаты является точка 2 (фиг. 231), тогда ее



Фиг. 230.



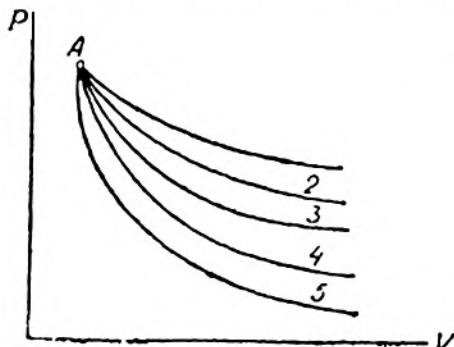
Фиг. 231.

положение на диаграмме $T-S$ определяет x_2 . Во взятом примере $x_2=0,88$.

Работа L .

$$L = 427 \Delta U = (U_1 - U_2) 427 = \\ = 427 [q_1 + p_1 + (c_{p,m} - 0,11) (T_1 - T_2) - (q_2 + p_2 x_2)].$$

Так как в адиабатическом процессе $S = \text{const}$, то x_2 можно определить также из равенства $S_1 = S_2$ или:



Фиг. 232.

$$2,303 \lg \frac{T'_2}{273} + \frac{r}{T'_2} + 2,303 c_p \lg \frac{T'_1}{T'_2} = \\ = 2,303 \lg \frac{T''_2}{273} + \frac{r''}{T''_2} x_2.$$

В последнем равенстве неизвестной величиной является x_2 .

Приближенные формулы. Имеются приближенные уравнения адиабаты для паров.

Так:

перегретый пар $pv^{1,3} = \text{const}$;
 сухой » $pv^{1,135} = \text{const}$;
 влажный » $pv^{1,035+0,1x} = \text{const}$.

Действительные кривые адиабатического процесса очень близко следуют отмеченному закону.

Зная показатели адиабат различных паров и газов, можно отметить их взаимное расположение в системе $P-V$ (фиг. 232).

- 1 — изотерма, где $n = 1$;
- 2 — адиабата влажного пара, $n = 1,035 + 0,1 x$;
- 3 — адиабата сухого пара, $n = 1,135$;
- 4 — адиабата перегретого пара, $n = 1,3$;
- 5 — адиабата газа, $n = 1,4$.

Имея приближенное уравнение адиабаты, исследование процесса можно вести, пользуясь этим уравнением.

Тогда работа пара в адиабатическом процессе определится по формуле. Насыщенный сухой пар:

$$L = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{1}{1,135-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Перегретый пар:

$$L = \frac{1}{1,3-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Уравнение $p v^{1,035 + 0,1 x} = \text{const}$ неприменимо для паров с x , меньшим 0,7, причем в формулу вводят x , соответствующий начальному состоянию пара.

Пример 83. Котельная дает в час 500 кг пара давления 11 ат (по манометру) и температуры перегрева $t = 340^\circ \text{C}$. Определить часовой расход угля, если к. п. д. котла $\eta_k = 0,75$, температура питательной воды 20° и теплотворная способность угля $Q_p = 7150 \text{ кал}$.

$$\eta_k = \frac{\text{тепло, полезно использованное}}{\text{полное тепло, затраченное в котельной}} = \frac{b \cdot \lambda}{B \cdot Q_p}, \quad (1)$$

где:
 b — количество пара в килограммах, даваемое котельной в час, $b = 500 \text{ кг}$;
 λ — полная теплота 1 кг пара;
 B — количество топлива в килограммах, сжигаемого в час;
 Q_p — рабочая теплотворная способность топлива.
 Из равенства (1) находим:

$$B = \frac{b \cdot \lambda}{Q_p \cdot \eta_k}.$$

Полная теплота пара:

$$\lambda = (q - 20) + r + c_{pm}(t - t_s) = 189,5 - 20 + 476,9 + 0,545(340 - 187,1) = 729,8 \text{ кал}.$$

Тогда:

$$B = \frac{500 \cdot 729,8}{0,75 \cdot 7150} \approx 68 \text{ кг}.$$

Пример 84. Определить тепло, расходуемое на каждый килограмм пара в перегревателе, если температура перегретого пара $t = 300^\circ$, а котел дает пар давления $p_m = 9 \text{ ат}$ со степенью сухости $x = 0,98$.

$$\lambda = (1 - x)r + c_{pm}(t - t_s) = 0,02 \cdot 482,6 + 0,539(300 - 179,1) \approx 75 \text{ кал}.$$

Название процесса	Параметры	Внутренняя энергия	Теплота	Работа
Процесс $v = \text{const}$				
а. Насыщенный пар	$x_2 = x_1 \frac{v_2'}{v_1'}$	$\Delta u = (q_2 + p_2 x_2) - (q_1 + p_1 x_1)$	$Q = \Delta u$	$L = 0$
б. Перегретый—насыщенный пар	$x_2 = \frac{v_2}{v_2'}$	$\Delta u = (q_2 + p_2 x_2) - [q_1 + p_1 + (c_{pm} - 0,11)(t_2 - t_1)] - [q_1 + p_1 + c_{pm} - 0,11)(t_1 - t_2)]$	$Q = \Delta u$	$L = 0$
в. Перегретый пар	$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1}$	$\Delta u = [q_2 + p_2 + (c_{pm} - 0,11)(t_2 - t_1)] - [q_1 + p_1 + c_{pm} - 0,11)(t_1 - t_2)]$	$Q = \Delta u$	$L = 0$
Процесс $p = \text{const}$				
а. Насыщенный пар	$x_2 = x_1 \frac{v_2}{v_1}$	$\Delta u = p_1 (x_2 - x_1)$	$Q = r_1 (x_2 - x_1)$	$L = 10^4 p v_2 (x_2 - x_1)$
б. Перегретый—насыщенный пар	$T_2 = \frac{p (v_2 + 0,016)}{47,1}$	$\Delta u = p_1 (1 - x) + (c_{pm} - 0,11)(t_2 - t_1)$	$Q = r(1 - x_1) + c_{pm}(t_2 - t_1)$	$L = 10^4 p (v_2 - v_1)$
в. Перегретый пар	$\frac{v_1 + 0,016}{v_2 + 0,016} = \frac{T_1}{T_2}$	$\Delta u = (c_{pm}'' - 0,11)(t_2 - t_1) - (c_{pm}' - 0,11)(t_1 - t_2)$	$Q = c_{pm}''(t_2 - t_1) - c_{pm}'(t_1 - t_2)$	$L = 47,1 (t_2 - t_1)$
Процесс аднабат				
а. Насыщенный пар	x_2 по диагр. $T-S$	$\Delta v = (q_2 + p_2 x_2) - (q_1 + p_1 x_1)$	$Q = 0$	$L = 427 (u_1 - u_2)$
б. Перегретый—насыщенный пар	$x_3 > > >$	$\Delta u = [q_2 + p_2 + (c_{pm}'' - 0,11)(t_2 - t_1)] - [q_1 + p_1 + (c_{pm}' - 0,11)(t_1 - t_2)]$	$Q = 0$	$L = 427 (u_1 - u_2)$
в. Перегретый пар	$T_3 > > >$	$\Delta u = [q_2 + p_2 + (c_{pm}'' - 0,11)(t_2 - t_1)] - [q_1 + p_1 + (c_{pm}' - 0,11)(t_1 - t_2)]$	$Q = 0$	$L = 427 (u_1 - u_2)$

Пример 85. В процессе расширения пара при $p = \text{const}$ объем меняется с $v_1 = 0,188 \text{ м}^3$ до $v_2 = 0,275 \text{ м}^3$. Давление пара $p = 10 \text{ ат}$. Определить: 1) параметры пара в начальном и конечном моментах процесса; 2) количество тепла, необходимое для осуществления процесса; 3) изменение внутренней энергии пара; 4) внешнюю работу и 5) изменение энтропии рабочего тела.

Решение. Объем сухого пара давления $p = 10 \text{ ат}$ равен $v_s = 0,198 \text{ м}^3$.

Так как:

$$v_1 < v_s \text{ и } v_2 > v_s,$$

то заключаем, что в начальный момент процесса имеется влажный пар, а в конечный — перегретый (фиг. 233).

1) Параметры начального состояния: $p_1 = 10 \text{ ат}$; $v_1 = 0,188 \text{ м}^3$. Температуру пара находим из таблиц по $p = 10 \text{ ат}$, $t_s = 179,1^\circ \text{Ц}$. Степень сухости определяем из формулы $v_w = v_1 = v_s \cdot x$, откуда:

$$x = \frac{v_w}{v_s} = \frac{0,188}{0,198} = 0,95.$$

1) Параметры конечного состояния: $p_2 = p_1 = 10 \text{ ат}$; $v_2 = 0,275 \text{ м}^3$. Температура перегретого пара определится из характеристического уравнения:

$$T = \frac{p(v + 0,016)}{47,1} = \frac{10 \cdot 10^4 \cdot (0,275 + 0,016)}{47,1} = 618^\circ,$$

тогда:

$$t = 618 - 273 = 345^\circ \text{Ц}.$$

2) Тепло, необходимое для осуществления процесса:

$$\begin{aligned} \lambda &= (1-x)r + c_{pm}(t - t_s) = \\ &= 0,05 \cdot 482,6 + 0,532(345 - 179,1) \approx 116 \text{ кал.} \end{aligned}$$

3) Внешняя работа:

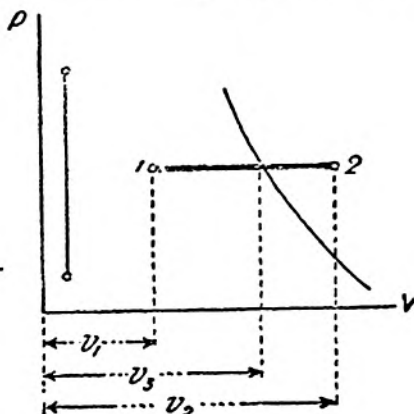
$$L = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1) = 10 \cdot 10^4 \cdot (0,275 - 0,188) = 8700 \text{ кгм.}$$

4) Изменение внутренней энергии пара:

$$\Delta U = Q - AL = \lambda - AL = 116 - \frac{8700}{427} \approx 95 \text{ кал.}$$

Можно определить изменение внутренней энергии по формуле:

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_2 - U_1 = [q + p + (c_{pm} - 0,11)(t - t_s)] - (q + px) = \\ &= p(1-x) + (c_{pm} - 0,11)(t - t_s) = \\ &= 436,4 \cdot 0,05 + (0,532 - 0,11) \cdot (345 - 179) \approx 91 \text{ кал.} \end{aligned}$$



Фиг. 233.

5) Изменение энтропии рабочего тела;

$$\Delta S = S_2 - S_1;$$

энтропия перегретого пара:

$$S_2 = 2,303 \lg \frac{T_2}{273} + \frac{r}{T_2} + c_{pm} 2,303 \lg \frac{T}{T_2};$$

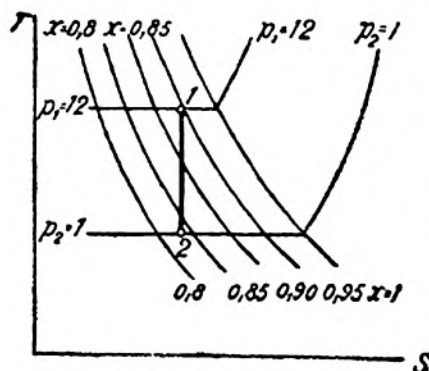
энтропия влажного пара:

$$S_1 = 2,303 \lg \frac{T_1}{273} + \frac{r}{T_1} x.$$

Тогда:

$$\begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = (1-x) \frac{r}{T_2} + 2,303 c_{pm} \lg \frac{T}{T_2} = \\ &= (1-0,95) \cdot \frac{482,6}{452,1} + 2,303 \cdot 0,532 \lg \frac{618}{452,1} = \\ &= 0,05 \cdot 1,06 + 2,303 \cdot 0,532 \cdot 0,15 \approx 0,23 \frac{\text{ккал.}}{\text{кг}^\circ\text{Ц}}. \end{aligned}$$

Пример 86. В адиабатическом процессе расширения пара давление изменяется с $p_1 = 12 \text{ ат}$ до $p_2 = 1 \text{ ат}$. В начальном состоянии имеется влажный пар со степенью сухости $x_1 = 0,95$.



Фиг. 234.

Определить: 1) степень сухости пара в конечном состоянии и 2) внешнюю работу.

Решение. Степень сухости пара x_2 в конечном состоянии определяется по диаграмме $T-S$. На фиг. 234 дана схема пользования диаграммой $T-S$.

Начальную точку 1 на диаграмме $T-S$ находим в пересечении изобары давления $p_1 = 12 \text{ ат}$ и линии постоянной сухости пара $x = 0,95$. Из точки 1 проводим вертикаль (адиабату) до пересечения в точке 2 с изобарой давления $p_2 = 1 \text{ ат}$.

Положение точки 2 по отношению к линиям постоянной сухости пара определяет $x_2 = 0,83$.

2. Определение внешней работы.

В адиабатическом процессе работа совершается за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела:

$$\begin{aligned} L &= 427 (U_1 - U_2) = 427 [(q_1 + p_1 x_1) - (q_2 + p_2 x_2)] = \\ &= 427 [(189 + 430,3 \cdot 0,95) - (99,1 + 498,5 \cdot 0,83)] = 36 295 \text{ кгм}. \end{aligned}$$

Пример 87. В адиабатическом процессе расширения пара давление его изменяется с $p_1 = 16 \text{ ат}$ до $p_2 = 0,1 \text{ ат}$. В начальном состоянии имеется перегретый пар с температурой перегрева $t = 400^\circ\text{Ц}$. Определить параметры пара в конечном состоянии и внешнюю работу.

Решение. По диаграмме $T-S$ (фиг. 235) находим, что в конечном состоянии пар будет влажный со степенью сухости $x = 0,88$.

Точка 1 находится в пересечении изобары давления $p = 16 \text{ ат}$ и изотермы $t = 400^\circ \text{Ц}$.

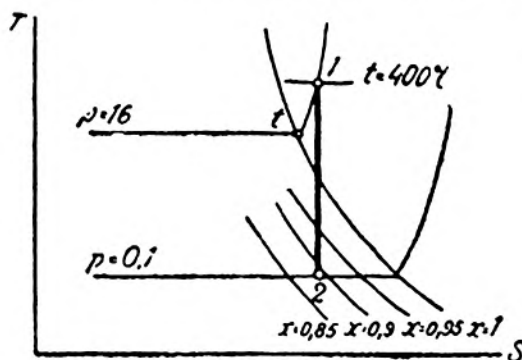
Внешняя работа $L = 427 (U_1 - U_2)$, где U_1 — энергия перегретого пара, а U_2 — энергия влажного пара:

$$\begin{aligned} L &= 427 \{ [q_1 + p_1 + (c_{p,m} - 0,11)(t - t_s)] - (q_2 + p_2 x_2) \} = \\ &= 427 \{ [203,7 + 419,3 + (0,560 - 0,11) \cdot (400 - 200,5)] - \\ &\quad - (45,3 + 536,1 \cdot 0,88) \} \approx 82 \, 800 \text{ кдж} \end{aligned}$$

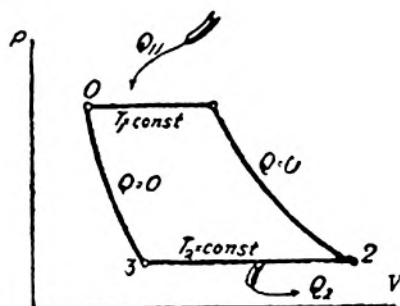
ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

62. Идеальные циклы паровых машин

Для выяснения степени совершенства трансформирования тепловой энергии в механическую в тепловых машинах определяется термический



Фиг. 235.



Фиг. 236

к. п. д. их идеального цикла. В идеальных циклах, как отмечалось выше, учитываются теплоты Q_1 и Q_2 , непосредственно участвующие в описывании цикла, и совершенно не принимаются во внимание остальные тепловые потери, неизбежные во всякой тепловой машине, как, например, потери на лучеиспускание, потери, вызываемые трением, и т. п. Следовательно, термический к. п. д. определяет совершенство только идеального цикла, но не машины во всей ее совокупности. За идеальные циклы паровой машины принимаются цикл Карно, цикл Рэнкина, цикл Мейера и др.

63. Цикл Карно

Так как для насыщенных паров изотермические процессы одновременно являются процессами изобарическими, то цикл Карно для насыщенных паров будет $0-1-2-3$ (фиг. 236), в коротом изотермы ($0-1$) и ($2-3$) — горизонтальные линии.

Коэффициент полезного действия цикла Карно равен:

$$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Теплота Q_1 , сообщаемая пару в процессе $p = \text{const}$, и теплота Q_2 , от него отнимаемая тоже в процессе $p = \text{const}$, определяются из формул:

$$Q_1 = r_1(x_1 - x_0) \text{ и } Q_2 = r_2(x_2 - x_2),$$

где r_1 и r_2 теплоты парообразования, соответствующие давлениям верхней и нижней изотермы, а x_0 , x_1 , x_2 и x_3 — степени сухости пара в состояниях 0, 1, 2, 3.

Определив значения Q_1 и Q_2 , найдем величину к. п. д.:

$$\eta_i = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{r_1(x_1 - x_0) - r_2(x_2 - x_2)}{r_1(x_1 - x_0)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (a)$$

Расход пара на силу-час.

Полезная работа L , получаемая за один цикл, эквивалентна разности теплот $Q_1 - Q_2$, т. е.:

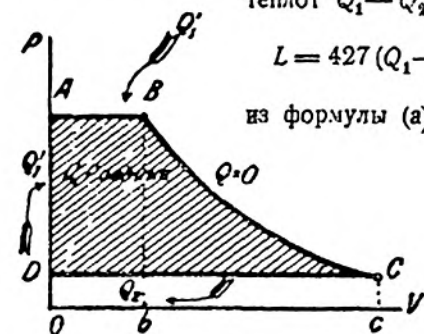
$$L = 427(Q_1 - Q_2) = 427[r_1(x_1 - x_0) - r_2(x_2 - x_2)];$$

из формулы (a) находим, что:

$$\begin{aligned} r_1(x_1 - x_0) - r_2(x_2 - x_2) &= \\ &= r_1(x_1 - x_0) \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \end{aligned}$$

тогда:

$$L = 427 r_1(x_1 - x_0) \frac{T_1 - T_2}{T_1} \text{ кгм}. \quad (b)$$



Фиг. 237.

Формула (b) дает величину работы, развиваемую одним кг пара при описывании цикла Карно, так как теплоты

$$Q_1 = r_1(x_1 - x_0) \text{ и } Q_2 = r_2(x_2 - x_2)$$

касаются одного кг пара.

Зная работу развиваемую одним кг пара, находим расход пара на силу-час, т. е. на получение 75·3 600 кгм работы:

$$B = \frac{75 \cdot 3 \ 600}{427 r_1(x_1 - x_0) \frac{T_1 - T_2}{T_1}} = \frac{632}{r_1(x_1 - x_0)} \frac{T_1}{T_1 - T_2} \text{ кг}. \quad (c)$$

Расход пара B при одних и тех же условиях зависит от величины $(x_1 - x_0)$, уменьшаясь с ее увеличением. Разность $(x_1 - x_0)$ принимает максимальное значение при $x_1 = 1$ и $x_0 = 0$, т. е. когда в состоянии 1 будет

горячая вода, а в состоянии 2 — сухой пар. При этих условиях расход пара определяется по формуле:

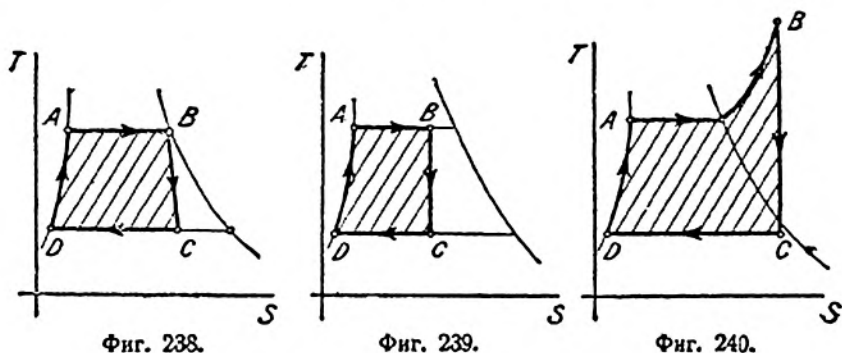
$$B_{\text{min}} = \frac{632}{r_1} \frac{T_1}{T_1 - T_2}.$$

64. Цикл Рэнкина

Цикл Рэнкина (фиг. 237) отличается от цикла Карно тем, что в нем не существует адиабатического сжатия, а имеется только одно изотермическое сжатие. В начальном состоянии (А) цикла Рэнкина имеется горячая вода.

В изобарическом процессе А—В вода испаряется, при адиабатическом расширении В—С происходит конденсация пара, которая продолжается и при изотермическом сжатии D—C, причем в конце изотермического сжатия весь пар сгущается в воду. Затем вода, полученная от конденсации пара, нагнетается насосом из холодильника в котел, где она нагревается от температуры холодильника t_2 до температуры свежего пара t_1 .

Подогрев воды в котле можно изобразить линией D—А. Кроме отмеченного при описывании цикла Рэнкина предполагается, что давление пара перед расширением равняется давлению в котле и что расширение пара происходит полное до давления, равного среде, в которой происходит вы-



хлоп. Коэффициент полезного действия цикла Рэнкина меньше к. п. д. цикла Карно, но 1 кг пара в цикле Рэнкина развивает большую работу, чем в цикле Карно; последнее получается за счет добавочного расхода тепла по ветке D—А. Циклы Рэнкина для сухого, влажного и перегретого пара в системе координат T—S даны на фиг. 238, 239 и 240.

Определим полезную работу, получаемую за один цикл. Графически эта работа изображается площадью ABCD (фиг. 237). Площадь ABCD можно вычислить из равенства:

$$\text{пл. } ABCD = \text{пл. } oABb + bBCc - \text{пл. } oDCc.$$

Площадь $bBCc$, изображающая работу, получаемую в адиабатическом процессе расширения пара, равняется $427(U_1 - U_2)$, где U_1 и U_2 — энергия пара в начале и конце процесса (B—C). Площадь $oABb = p_1 v_1$, а площадь $oDCc = p_2 v_2$.

Тогда полезная работа L будет равна:

$$L = p_1 v_1 + 427 (U_1 - U_2) - p_2 v_2 = 427 [(U_1 + A p_1 v_1) - (U_2 + A p_2 v_2)].$$

Величина $U + A p v$ называется теплосодержанием пара и обозначается через i .

Нетрудно видеть, что теплосодержание есть функция состояния рабочего тела и измеряется в *кал/кг*. Следовательно, теплосодержание может быть принято за параметр, определяющий состояние тела. Итак:

$$L = 427 (i_1 - i_2). \quad (a)$$

Полезная работа L , получаемая в цикле Рэнкина, совершается, как отмечает формула (а), за счет уменьшения теплосодержания пара в адиабатическом процессе $B-C$.

Перед определением к. п. д. цикла Рэнкина познакомимся со свойствами введенной в исследование новой функции — теплосодержанием тела.

65. Теплосодержание пара при постоянном давлении

Теплосодержание пара выражается формулой:

$$i = U + A p v.$$

Для влажного пара:

$$U = q + r x = q + [r - A p (v_s - \delta)] x,$$

а

$$v = v_s x + (1 - x) \delta.$$

Тогда теплосодержание влажного пара будет равно:

$$\begin{aligned} i &= q + [r - A p (v_s - \delta)] x + A p [v_s x + (1 - x) \delta] = \\ &= q + r x - A p v_s x + A p \delta x + A p v_s x + A p \delta - A p x \delta = \\ &= q + r x + A p \delta. \end{aligned}$$

Величина $A p \delta$ незначительная и ею можно пренебречь; тогда теплосодержание влажного пара будет:

$$i_w \approx q + r x.$$

Теплосодержание сухого пара и горячей воды получается из формулы $i = q + r x$, полагая в ней $x = 1$ и $x = 0$. Следовательно, теплосодержание сухого пара $i'' = q + r$, а теплосодержание горячей воды $i' = q$.

Значение тепло одержаний сухого пара, влажного и горячей воды позволяет сделать заключение, что теплосодержание пара равно его полной теплоте.

Поэтому:

$$\left. \begin{aligned} i' &= q, \\ i_w &= q + r x = \lambda_w, \\ i'' &= q + r = \lambda_s. \end{aligned} \right\} \quad (92)$$

Отметив значение теплосодержания пара, перейдем к определению к. п. д. цикла Рэнкина.

66. Коэффициент полезного действия цикла Рэнкина

Формула полезной работы $L = 427 (i_1 - i_2)$ отмечает, что в работу переводится не все теплосодержание свежего пара i_1 , а только часть, равная $i_1 - i_2$.

Чем меньше теплосодержание пара i_2 в конце процесса расширения, тем больше будет полезная работа. Тогда отношение:

$$\frac{i_1 - i_2}{i_1}$$

будет являться мерой экономичности цикла, т. е. его к. п. д. Итак:

$$\eta_{it} = \frac{i_1 - i_2}{i_1}. \quad (93)$$

Если предположить, что температура воды, питающей котел, будет равняться температуре выпускаемого из цилиндра пара, т. е., если предположить, что выхлоп происходит в конденсатор, из которого вода подается в котел, то формула к. п. д. цикла Рэнкина примет вид:

$$\eta_{it} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - q_2},$$

где q_2 — теплота воды, питающей котел.

67. Расход пара на 1 л.с.ч.

Работа, развиваемая 1 кг пара при описывании цикла Рэнкина, равняется:

$$L = 427 (i_1 - i_2) \text{ кг.м.},$$

тогда на одну силу-час, равную 75·3 600 кг.м, необходимо затратить B кг пара, определяемых из равенства:

$$B = \frac{75 \cdot 3600}{427 (i_1 - i_2)} = \frac{632}{i_1 - i_2};$$
$$B = \frac{632}{i_1 - i_2}. \quad (94)$$

Теплосодержания пара i_1 и i_2 , входящие в выражения к. п. д. и расхода пара на силу-час, определяются по диаграмме $i-S$.

68. Диаграмма $i-S$

При графическом изображении состояния рабочего тела и процессов, с ним совершающихся, пользуются прямоугольной системой координат, на осях которой откладываются любые параметры тела. Так, мы имели систему координат $P-V$ и систему координат $T-S$. При исследовании циклов идеальных паровых машин и при изучении истечения паров из отверстий обычно употребляется система $i-S$. Теплосодержание i и энтро-

пия S являются, как выше отмечалось, параметрами рабочего тела, поэтому можно построить систему $i-S$, откладывая теплосодержание по оси ординат, а энтропию — по оси абсцисс.

Построение пограничных кривых в системе $i-S$

Нижняя и верхняя пограничные кривые строятся по точкам. Для каждого давления по соответствующим формулам находят параметры i и S , определяющие состояние подогретой до температуры кипения воды ($x=0$) и сухого пара ($x=1$).

Для горячей воды ($x=0$),
теплосодержание:

$$i' = q = t_s = \varphi(p),$$

энтропия:

$$S' = \ln \frac{T_s}{273} = f(p).$$

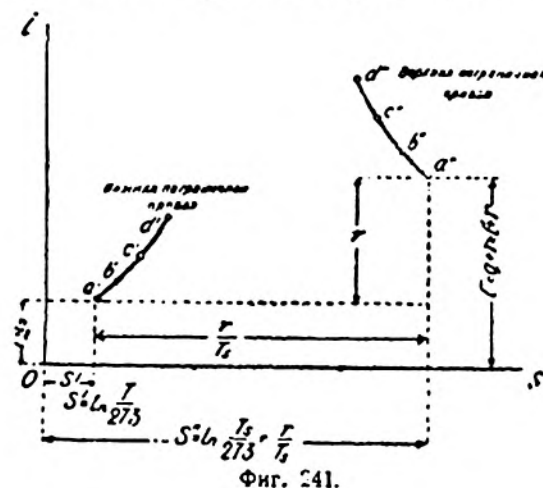
Для сухого пара ($x=1$),
теплосодержание:

$$i'' = q + r = \varphi(p),$$

энтропия:

$$S'' = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} = f(p).$$

Откладывая по осям системы $i-S$ значения параметров i' и S' , а также i'' и S'' , соответствующие различным давлениям, получим ряд точек, принадлежащих нижней



и верхней пограничным кривым, соединяя которые, найдем обе кривые. Построение пограничных кривых приведено на фиг. 241.

Изобары насыщенных паров в системе $i-S$

Теплосодержание влажного пара:

$$i_w = q + rx,$$

энтропия:

$$S_w = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} x.$$

В процессе парообразования, совершающемся при $p = \text{const}$, происходит изменение степени сухости пара, причем в начальный момент процесса имеется горячая вода ($x=0$), а в конечный — сухой пар ($x=1$). Поэтому построенные в системе $i-S$ точки a' и a'' , b' и b'' и т. д. отмечают начало и конец изобарических процессов при различных давлениях. Все же промежуточные точки искомым изобар, в которых значение x

больше нуля и меньше единицы, расположатся на прямых линиях, соединяющих точки a' и a'' , b' и b'' и т. д., так как зависимость координат i и S , определяемых из равенств:

$$i_s = q + rx$$

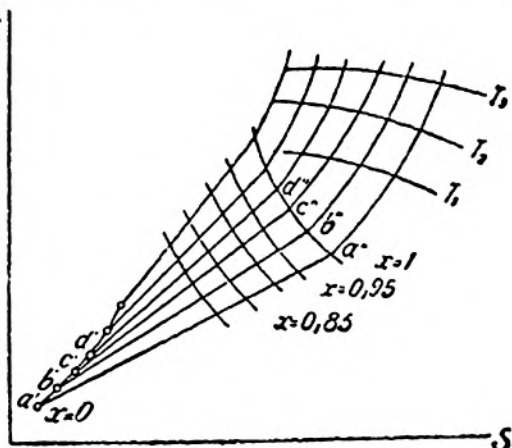
и

$$S_s = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} x$$

при $0 < x < 1$ будет линейная.

Действительно, в отмеченных формулах переменной величиной при изобарическом процессе является степень сухости x , которая в обе формулы входит в первой степени.

Соединяя точки a' и a'' , b' и b'' и т. д. (фиг. 242), получим изобары насыщенных паров различных давлений. Отмечая на изобарах состояния паров, обладающих одинаковыми степенями сухости — положим: $x = 0,95$; $x = 0,90$; $x = 0,85$ и т. д., — соединяя их, получим линии постоянной сухости пара, нанесенные на диаграмме $i - S$. Изобары перегретых паров, область которых располагается вправо от верхней пограничной кривой, могут быть построены по точкам, координаты которых определяются из формул:



Фиг. 242.

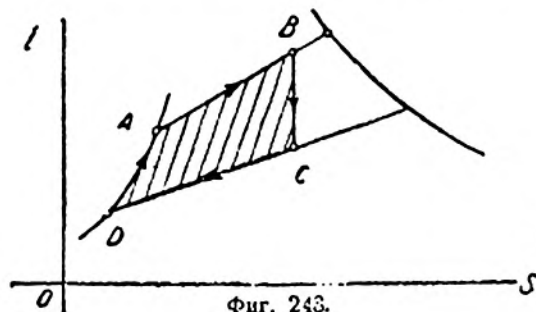
$$i = U + Apr = [q + r + (c_{p,m} - 0,11)(T - T_s)] + Ap \left(\frac{47,1T}{p} - 0,016 \right)$$

и

$$S = \ln \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s} + c_{p,m} \ln \frac{T}{T_s}.$$

Изобары перегретых паров имеют незначительную кривизну.

В области перегретых паров на диаграмме $i - S$, кроме изобар различных давлений, наносятся изотермы.



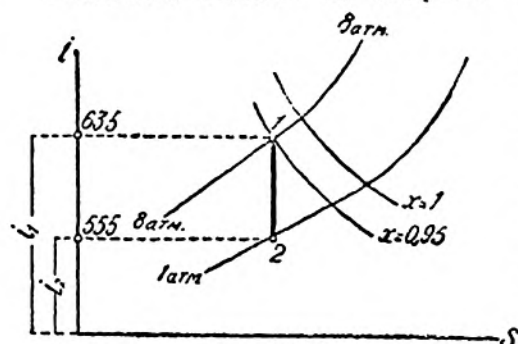
Фиг. 243.

Адиабатические процессы в системе $i - S$, так же, как и в системе $T - S$, изображаются вертикальными линиями, пересечение которых с пограничными кривыми указывает на изменение состояния рабочего тела.

Цикл Рэнкина для влажного пара в системе координат дан на фиг. 243.

Пример 88. Определить термический к. п. д. идеальной паровой машины и расход пара на л. с. ч. Давление свежего пара $p_1 = 8 \text{ ат}$, степень сухости $x = 0,95$, а давление в конце адиабатического расширения пара $p_2 = 1 \text{ ат}$.

Решение. Находим по диаграмме $i-S$ теплосодержания i_1 и i_2 .



Фиг. 244.

Схема нахождения теплосодержаний i_1 и i_2 по диаграмме $i-S$ приведена на фиг. 244.

Начальная точка 1 адиабатического процесса находится на пересечении изобары давления $p_1 = 8 \text{ ат}$ и линии постоянной сухой пара $x = 0,95$.

Конечная точка 2 процесса лежит в пересечении адиабаты, проведенной через точку 1, и изобары конечного давления $p_2 = 1 \text{ ат}$. Проектируя точки 1 и 2 на ось ординат, находим i_1 и i_2 :

$$i_1 = 635 \text{ кал},$$

$$i_2 = 555 \text{ кал},$$

тогда:

$$\eta_{ik} = \frac{i_1 - i_2}{i_1} = \frac{635 - 555}{635} \approx 0,13,$$

а

$$B = \frac{632}{i_1 - i_2} = \frac{632}{635 - 555} = 7,9 \text{ кг}.$$

Пример 89. Определить термический к. п. д. идеальной паровой машины, если давление свежего пара 20 ат , температура перегрева 250° Ц , а давление в холодильнике

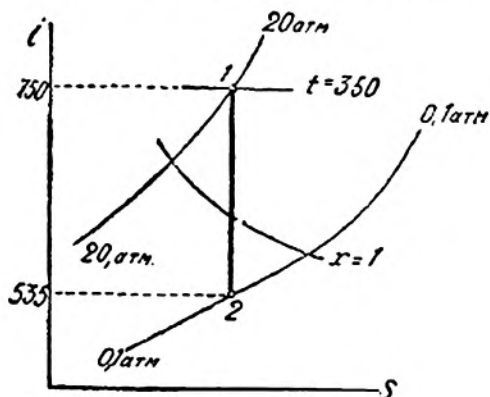
$$p_2 = 0,1 \text{ ат}.$$

Определив положение точек 1 и 2, находим из диаграммы $i-S$ (фиг. 245), что:

$$i_1 = 750 \text{ кал}; i_2 = 535 \text{ кал};$$

тогда:

$$\eta_{ik} = \frac{i_1 - i_2}{i_1} = \frac{750 - 535}{750} \approx 0,29.$$



Фиг. 245.

69. Исследование идеального цикла паровой машины

1. Зависимость коэффициента полезного действия идеального цикла от давления p_2 в холодильнике

Давление свежего пара возьмем $p_1 = 20 \text{ ат}$, а температуру перегрева $t = 400^\circ \text{ Ц}$. На оси абсцисс откладываем различные давления в холодильнике, а на оси ординат — значения к. п. д. Определив по формуле:

$$\eta_{ik} = \frac{i_1 - i_2}{i_1}$$

для различных давлений p_2 к. п. д. и отложив их значения на соответствующих ординагах, получим ряд точек, соединяя которые найдем линию AB (фиг. 246), выражающую искомую зависимость η_t от p_2 .

Кривая AB отмечает, что с уменьшением давления p_2 цикл становится экономичнее, так как к. п. д. при этом увеличивается.

Значения к. п. д., вычисленные по формуле:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1}$$

для различных давлений p_2 при одном и том же p_1 , даны в табл. 25.

Коэффициент полезного действия при $p_1 = 1 \text{ ат}$ равняется $\eta_t = 0,20$, а при $p_2 = 0,1 \text{ ат}$ $\eta_t = 0,30$, т. е. при изменении давления p_2 с 1 ат до $0,1 \text{ ат}$ к. п. д. увеличивается на 50% .

Таблица 25

p_1 и t_1	20 ат 400°	20 — 400°	20 — 400°	20 — 400°	20 — 400°	20 — 400°
p_2	1	0,8	0,6	0,4	0,2	0,1
i_1	775	775	775	775	775	775
i_2	618	610	600	585	569	540
η_t	0,20	0,21	0,23	0,25	0,28	0,30

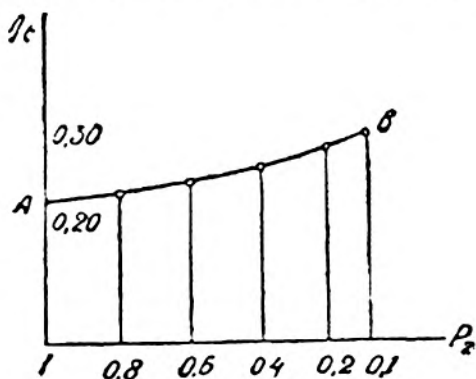
Итак, конденсация мягкого пара (уменьшение p_2) благотворно отражается на идеальном цикле, увеличивая его к. п. д.

2. Изменение коэффициента полезного действия в зависимости от величины давления свежего пара p_1

Давление выхлопа p_2 постоянно и принято равным $0,1 \text{ ат}$.

Температура свежего пара взята тоже постоянной и равной $t_1 = 400^\circ \text{ Ц}$.

Значения η_t при различных p_1 даны в табл. 26.



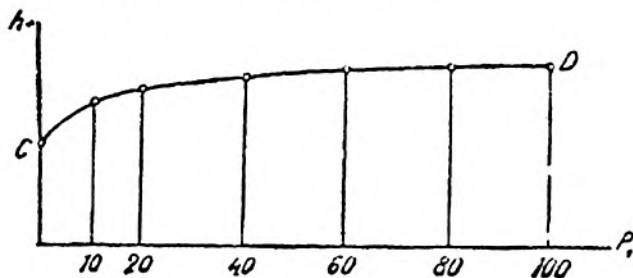
Фиг. 246.

Таблица 26

p_1 и t_1	10 ат 400°	20 — 400°	40 — 400°	60 — 400°	80 — 400°	100 — 400°
p_2	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
i_1	789	775	768	759	754	740
i_2	565	540	510	495	484	465
η_t	0,27	0,30	0,33	~0,34	0,35	~0,36

Кривая CD (фиг. 247), дающая зависимость к. п. д. η_i от давления свежего пара p_1 , указывает, что при переходе к парам более высокого давления происходит увеличение экономичности цикла, т. е. возрастание его к. п. д. Так, при переходе от $p_1 = 20 \text{ ат}$ к $p_1 = 100 \text{ ат}$ к. п. д. увеличивается на 20%.

Необходимо отметить, что, помимо увеличения к. п. д. цикла при переходе к парам высшего давления, происходит, начиная с некоторого да-



Фиг. 247.

вления, уменьшение затрачиваемого количества тепла на образование пара. Все взятое вместе создает экономическое преимущество паров высокого давления перед парами низкого давления.

3. Изменение коэффициента полезного действия идеального цикла в зависимости от температуры перегретого пара.

Начальное давление взято равным 20 ат , конечное $p_2 = 0,1 \text{ ат}$. Изменение температуры от t_s до 400°Ц .

Кривая EK (фиг. 248) отмечает, что с возрастанием температуры перегретого пара увеличивается к. п. д. идеального цикла, но незначительно; так, при переходе от температуры t_s к $t = 400^\circ$ к. п. д. увеличивается всего на 7%. Следовательно, преимущество перегретых паров перед насыщенными заключается не в улучшении при их применении идеального цикла, а только в меньших тепловых потерях.

Значения η_i при различных t даны в табл. 27.

Таблица 27

t	$t_s = 211^\circ$	300°	350°	400°
p_1	20	20	20	20
p_2	0,1	0,1	0,1	0,1
h_1	667	722	748	775
h_2	478	512	526	540
η_i	0,28	0,29	0,296	0,30

4. Изменение коэффициента полезного действия идеальной машины в зависимости от давления свежего пара при работе паровой машины с противодавлением

Если паросиловая установка, помимо механической энергии, должна давать для производства пар низкого давления, положим, 3 ат, то расширение пара в паровой машине доводят до 3 ат (идеальный цикл), после чего отработавший в машине пар расходуется на технические цели. Посмотрим, как изменяется к. п. д. идеального цикла паровой машины, работающей с противодавлением при переходе к парам высшего давления.

Температуру свежего пара возьмем равной 400° Ц.

Значения η_i при различных значениях p_1 даны в табл. 28.

Таблица 28

p_1	10	20	60	100
p_2	3	3	3	3
t_1	780	775	759	740
t_2	700	663	610	572
η_i	0,10	0,14	0,20	0,23

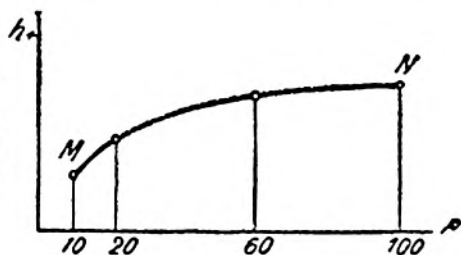
Как показывает кривая MN (фиг. 249), идеальный цикл паровой машины, работающей с противодавлением, значительно улучшается при переходе к парам высокого давления.

Так, например, к. п. д. увеличивается на 64% при переходе от давления в 20 ат к давлению пара в 100 ат. Поэтому пары высокого давления должны иметь особое значение для паровых машин, работающих с противодавлением.

Приведенное исследование зависимости экономичности идеального цикла от различных факторов, на него влияющих, позволяет сделать общее заключение, что применение в паровой машине:

- 1) перегретых паров,
- 2) паров высокого давления,
- 3) конденсации мягкого пара

улучшает идеальный цикл и увеличивает его термический к. п. д.



Фиг. 249.

70. Цикл Мейера

В цикле Рэнкина предполагается полное расширение пара до давления среды, в которую происходит выпуск пара. Последнее не соответствует действительным условиям работы пара в машине, так как полное расширение не осуществляется. От полного расширения заставляет отказаться асимптотический характер адиабаты расширения, так как при этих условиях полное расширение требует чрезмерно большого объема цилиндра

машины. Поэтому расширение пара заканчивается в некоторой промежуточной точке e (фиг. 250). Конечно, при неполном расширении от пара не дополучается работа, пропорциональная заштрихованной площади, но машина при этом получается компактнее. Учитывая действительные условия работы пара в машине, Мейер предложил за идеальный цикл паровой машины принимать цикл с неполным расширением, данный на фиг. 251.

Термический к. п. д. цикла Мейера выражается формулой:

$$\eta_t = \frac{AL}{i_1},$$

$$L = L_1 + L_2.$$

где

Работа L_1 , так же как и в цикле Рэнкина, равняется:

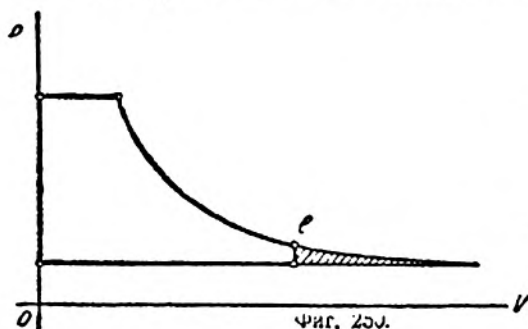
$$L_1 = 427 (i_1 - i_s).$$

Работа L_2 определяется по формуле:

$$L_2 = 10\,000 (p_s - p_2) v_s,$$

где p_1 и p_2 — в ат. Тогда полная работа L будет равняться:

$$L = 427 (i_1 - i_s) + 10\,000 (p_s - p_2) v_s.$$



При этом термический к. п. д. цикла примет вид:

$$\eta_t = \frac{AL}{i_1} = \frac{i_1 - i_s}{i_1} + 10\,000 \frac{p_s - p_2}{427 i_1} v_s. \quad (95)$$

Если выхлоп происходит в конденсатор, из которого вода (конденсат) подается в котел, т. е. если предположить, что температура питательной воды равняется температуре мягого пара, то формула к. п. д. цикла Мейера примет вид:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_s}{i_1 - q_2} + 10\,000 \frac{p_s - p_2}{427 (i_1 - q_2)} v_s,$$

где q_2 — теплота питательной воды.

В формулу к. п. д. входит объем мягого пара v_s при давлении p_s конца расширения. В зависимости от состояния мягого пара в точке e объем v_s определяется по формулам:

1. В точке e влажный пар:

$$v_s = v_s \cdot x.$$

2. В точке e перегретый пар:

$$v_s = \frac{47,1 \cdot T}{10\,000 p_s} = 0,016.$$

Состояние пара в конце расширения, так же как и в цикле Рэнкина, находится по диаграмме $i-S$.

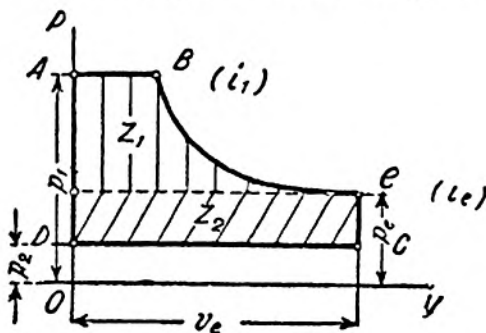
Теоретический расход пара на 1 л. с. ч. в цикле Мейера определяется по формуле:

$$B = \frac{75 \cdot 3600}{L} = \frac{75 \cdot 3600}{427(i_1 - i_e) + 10000(p_e - p_2)v_e} = \frac{632}{(i_1 - i_e) + \frac{10000(p_e - p_2)v_e}{427}};$$

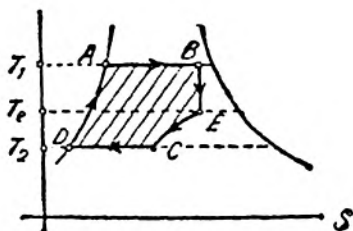
$$B = \frac{632}{(i_1 - i_e) + \frac{10000(p_e - p_2)v_e}{427}}. \quad (96)$$

Цикл Мейера в системе координат $T-S$ (для влажного пара) дан на фиг. 252.

EC есть линия $v = \text{const}$.



Фиг. 251.



Фиг. 252.

Цикл Мейера, так же как и цикл Рэнкина, становится более совершенным при применении паров высокого давления, паров перегретых и конденсации мягкого пара.

Пример 90. Определить к. п. д. цикла Мейера, если $p_1 = 16 \text{ ат}$, $x_1 = 0,96$, $p_2 = 1 \text{ ат}$ и $p_e = 1,8 \text{ ат}$. Температура питательной воды 10°Ц .

По диаграмме $i-S$ определяем x_2 , i_1 и i_e . Схема определения по диаграмме $i-S$, i_1 , i_e и x_2 дана на фиг. 253. При этом:

$$x_2 = 0,85, \quad i_1 = 647 \text{ кал/кг}, \quad i_e = 565 \text{ кал/кг}.$$

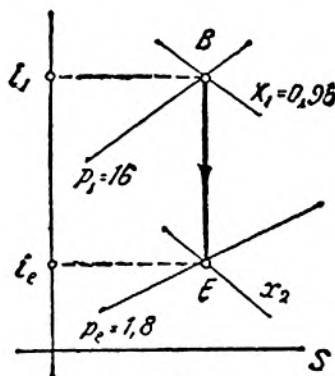
Объем пара в конце расширения v_e найдется по формуле:

$$v_e = v_e \cdot x_2 = 0,093 \cdot 0,85 = 0,844 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Теплота q_2 питательной воды будет равна 10 кал.

Тогда:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_e}{i_1 - q_2} + \frac{1000(p_e - p_2)v_e}{427(i_1 - q_2)} = \frac{647 - 565}{647 - 10} + \frac{10000(1,8 - 1) \cdot 0,844}{427 \cdot (647 - 10)}.$$



Фиг. 253.

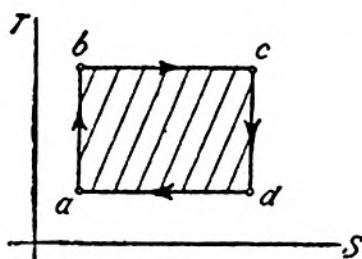
71. Регенеративный цикл

В параграфе 27 было указано, что к. п. д. регенеративных циклов, в которых тепло, отводимое от рабочего тела на некоторых участках

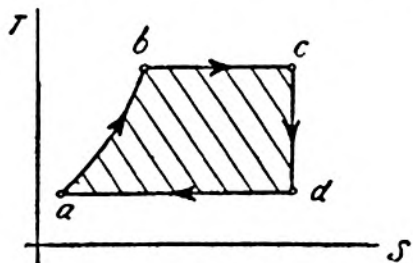
цикла, возвращается этому телу на других участках цикла, может быть равен к. п. д. цикла Карно. Цикл же Карно, как известно, является наиболее выгодным циклом при заданных температурных условиях. Особенности регенеративных циклов очень просто выявляются при рассмотрении этих циклов в системе $T-S$.

На фиг. 254 и 255 даны разобранные выше циклы Карно и Рэнкина.

Представим теперь цикл, который будет состоять из двух изотерм AB и CD (фиг. 256), как и в предыдущих двух циклах, и двух произвольных



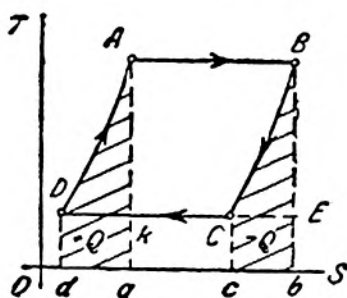
Фиг. 254.



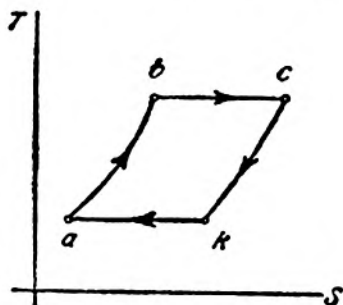
Фиг. 255.

эквидистантных кривых DB и CB . Если цикл $AECDB$ будет регенеративный, в котором тепло, теряемое рабочим телом за процесс BC , будет ему же возвращаться в процессе DA , то нетрудно видеть, что к. п. д. этого цикла будет равен к. п. д. цикла Карно $ABEK$.

Действительно, теплоты, участвующие в процессах BC и DA и равные заштрихованным площадям, при эквидистантности кривых BC и DA будут равны и противоположны по знаку, а поэтому их принимать во внимание не приходится. При этом в выражении к. п. д. цикла $ABCD$ будут фи-



Фиг. 256.



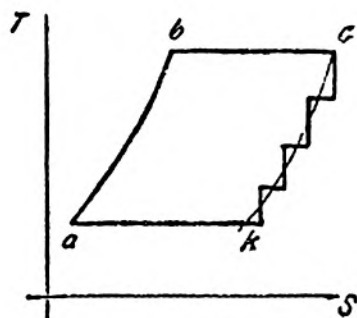
Фиг. 257.

гурировать только теплоты, соответствующие изотермическим процессам AB и CD и равные теплотам цикла Карно $ABEK$. Указанное приводит к заключению, что к. п. д. регенеративного цикла $ABCD$ будет равен к. п. д. цикла Карно, описанного при тех же температурных условиях. Чтобы получить из цикла Рэнкина (имеющего к. п. д. меньший, чем к. п. д. цикла Карно) (фиг. 255) регенеративный цикл, необходимо в нем адиабату расширения пара cd заменить линией, эквидистантной линии abk , а при этом получится цикл $abck$ (фиг. 257).

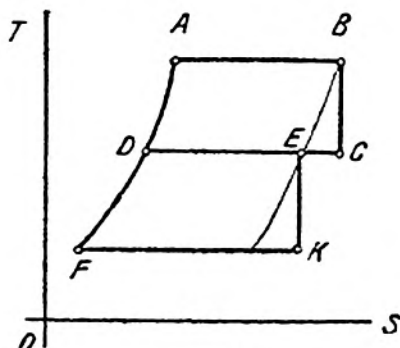
Для осуществления подобного цикла необходимо бы было от пара при описывании процесса ck отнимать теплоту и отдавать ее питательной воде в процесс ab . Непрерывное отнятие тепла от пара за процесс ck и передачу его воде осуществить невозможно, а поэтому разбираемый цикл в действительности можно осуществить только приближенно, применяя, например, промежуточный отбор пара и используя его для подогрева питательной воды.

На фиг. 258 дана диаграмма в случае трех промежуточных отводов пара. Чем больше будет отводов пара, тем ближе ступенчатая линия будет приближаться к эквидистанте линии ab и тем больше будет к. п. д. рассматриваемого цикла приближаться к к. п. д. цикла Карно.

Обычно употребляется один отбор пара; вид получаемого при этом цикла дан на фиг. 259. Отбор пара производится из ресивера, в который выпускается пар после работы в первом цилиндре машины.



Фиг. 258.



Фиг. 259.

Оставшийся в ресивере после отбора пар направляется во второй цилиндр. Взятый же из ресивера пар отводится в водоподогреватель, в который направляется и весь конденсат из конденсатора, обслуживающего второй цилиндр. В водоподогревателе пар конденсируется и подогревает воду, подаваемую из конденсатора. Из подогревателя вода насосом перекачивается в паровой котел.

В паровых турбинах промежуточный отбор пара на подогрев питательной воды производится из отдельных ее ступеней. Значение регенеративных процессов заключается не только в улучшении цикла и приближении значения его к. п. д. к значению к. п. д. цикла Карно; при применении регенеративных циклов увеличивается также к. п. д. котла.

Увеличение к. п. д. котла обуславливается тем, что при подогреве паром питательной воды или совершенно отпадает надобность в экономайзере или значительно уменьшается его поверхность нагрева, а при этом теплота отходящих газов, используемая обычно на подогрев питательной воды, может быть израсходована на подогрев воздуха, подаваемого в топку. Подогрев воздуха улучшает процесс сгорания, особенно топлива с большой влажностью, что приводит к повышению к. п. д. котла. Поэтому-то обычно при регенеративных процессах и употребляются воздушные экономайзеры.

Более детальное исследование регенеративных циклов приводит к заключению, что:

1. С увеличением числа отборов пара экономичность процесса увеличивается.

2. Увеличение экономичности с каждым следующим отбором становится все меньше и меньше.

В среднем экономия, создаваемая применением регенеративных процессов, оценивается в 4—5%.

Таблица 29

Название цикла	Термический к. п. д. цикла	Расход пара на 1 л. с. ч.
Цикл Карно . .	$\eta_c = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$	$B = \frac{632,3}{Q_1 - Q_2}$
Цикл Рэвкина .	$\eta_c = \frac{i_1 - i_2}{i_1} = 1 - \frac{i_2}{i_1}$	$B = \frac{632,3}{i_1 - i_2}$
Цикл Мейера .	$\eta_c = \frac{i_1 - i_2}{i_1} + 10000 \frac{p_1 - p_2}{427 i_1} v_c$	$B = \frac{632,3}{(i_1 - i_2) + \frac{10000(p_1 - p_2)v_c}{427}}$
Регенеративный цикл	Такой же, как и в цикле Карно	—

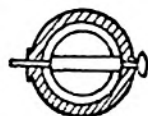
72. Мятие пара

Один из способов регулирования мощности паровой машины заключается в мятии свежего пара. Процесс мятия (дросселирования) пара, сопровождающийся падением давления пара, происходит при прохождении пара через суженное сечение. Так, например, давление пара p_2 после заслонки A (фиг. 260), вставленной в паропровод, будет зависеть от положения заслонки, уменьшаясь при ее приближении к вертикали.



$$p_1 > p_2$$

Фиг. 260.



Исследование процесса мятия пара. Пусть в паропроводе имеется сопротивление движению пара в виде суженного сечения ab (фиг. 261). Обозначим параметры пара и его скорость перед сечением ab через p_1 , v_1 и c_1 , а за сечением ab через p_2 , v_2 и c_2 .

Сечениями MN и EK выделим некоторое количество пара и рассмотрим, какое трансформирование энергии сопровождается движением пара. Положим, что за единицу времени через сечение ab протекает G кг пара, при этом сечение MN перейдет в M_1N_1 , а сечение EK в E_1K_1 . Следовательно, объем G кг пара до протекания через сечение ab будет: $V_1 =$ объему $MNM_1N_1 = F_1 \cdot c_1$, а объем пара после перетекания будет: $V_2 =$ объему $EKE_1K_1 = F_2 \cdot c_2$.

Протекание пара происходит под влиянием сил P_1 и P_2 , действующих на сечения MN и EK , причем работа силы P_1 , направленной по движению, при протекании G кг пара, при котором сечение MN переходит в сечение M_1N_1 , будет равна: $P_1 \cdot c_1 = p_1 \cdot F_1 \cdot c_1 = p_1 V_1$.

Часть этой работы в размере: $P_2 \cdot c_2 = p_2 \cdot F_2 \cdot c_2 = p_2 V_2$ будет израсходована на преодоление силы P_2 , препятствующей перетеканию пара, другая же часть работы, равная разности: $p_1 V_1 - p_2 V_2$, по закону сохранения энергии вызовет изменение полной энергии пара.

Обозначая полную энергию пара до перетекания через W_1 , а после перетекания, через W_2 , будем иметь:

$$A(p_1 V_1 - p_2 V_2) = W_2 - W_1, \text{ где } W_1 \text{ и } W_2 \text{ — в калориях.}$$

Определим полную энергию пара W в начальном и конечном состояниях. Полная энергия пара будет состоять из внутренней энергии G кг пара U в калориях и кинетической энергии, равной:

$$G \frac{c^2}{2g} \text{ в кгм.}$$

Тогда:

$$W_1 = U_1 + AG \frac{c_1^2}{2g}$$

и

$$W_2 = U_2 + AG \frac{c_2^2}{2g}.$$

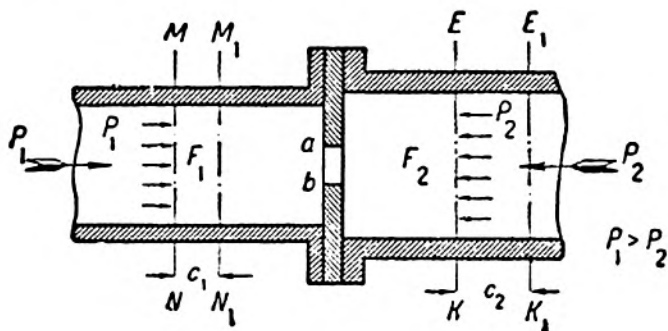
Найдя значения W_1 и W_2 , выведенное выше равенство преобразуем следующим образом:

$$A(p_1 V_1 - p_2 V_2) = W_2 - W_1;$$

$$A(p_1 V_1 - p_2 V_2) = (U_2 + AG \frac{c_2^2}{2g}) - (U_1 + AG \frac{c_1^2}{2g});$$

$$(U_1 + Ap_1 V_1) - (U_2 + Ap_2 V_2) = A \left(G \frac{c_2^2}{2g} - G \frac{c_1^2}{2g} \right).$$

Если принять, что c_2 мало отличается от c_1 , что в большинстве слу-



Фиг. 261.

чаев и наблюдается, то изменением кинетической энергии G кг пара можно будет пренебречь, а при этом первая часть выведенного равенства обратится в нуль, т. е.:

$$(U_1 + Ap_1 V_1) - (U_2 + Ap_2 V_2) = 0.$$

Величина $U + ApV$ есть теплосодержание пара при постоянном давлении, поэтому последнее равенство примет следующий вид:

$$i_1 - i_2 = 0, \text{ или } i_1 = i_2,$$

где $i_1 = U_1 + Ap_1 V_1$ есть теплосодержание пара до перетекания через сечение ab , а $i_2 = U_2 + Ap_2 V_2$ есть теплосодержание пара после перетекания.

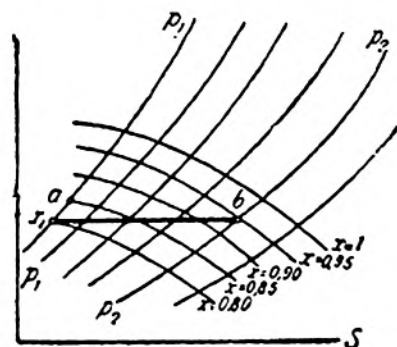
Полученное равенство позволяет сделать следующее заключение: при мятии (дросселировании) пара теплосодержание пара не меняется, поэтому процесс мятия пара можно рассматривать как процесс при $i = \text{const}$.

Постоянство теплосодержания пара при его мятии позволяет процесс мятия пара представить графически на диаграмме $i-S$ горизонтальной линией.

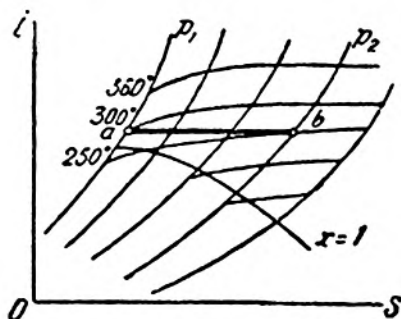
а) Пар влажный

Пусть при мятии влажного пара давление его меняется с p_1 до p_2 ($p_1 > p_2$). Начальная степень сухости пара x_1 .

Определив на диаграмме $i-S$ точку a , характеризующую начальное



Фиг. 262.



Фиг. 263.

состояние пара (фиг. 262), проводим через точку a горизонталь до пересечения в точке b с изобарой заданного давления p_2 . Точка b графически изображает состояние пара после мятия.

Положение графика ab на диаграмме $i-S$ позволяет заключить, что при мятии влажного пара паросодержание его увеличивается ($x_2 > x_1$), т. е. при мятии пар подсушивается.

Определив на диаграмме $i-S$ точку b , можно найти значение x_2 . Температура влажного пара при мятии уменьшается, так как при дросселировании уменьшается давление пара, прямой функцией которого является температура.

б) Пар перегретый

Начальная температура пара t_1 , давление p_1 , пар дросселируется до давления p_2 .

Определив по t_1 и p_1 положение точки a (фиг. 263), проводим горизонталь ab до пересечения в точке b с изобарой конечного давления пара p_2 . Расположение на диаграмме графика ab и изотерм дает возмож-

ность заключить, что при дросселировании перегретого пара температура его уменьшается.

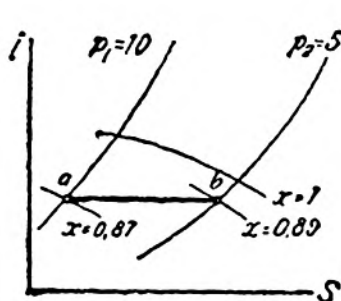
Найденная на диаграмме $i-S$ точка b дает возможность определить конечную температуру пара t_2 .

Пример 91. Определим конечное состояние влажного пара, давление которого при мятии изменяется с 10 до 5 ат. Начальная степень сухости пара $x_1 = 0,87$.

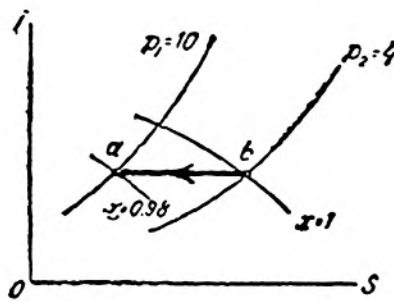
На диаграмме $i-S$ по $p_1 = 10$ ат и $x_1 = 0,87$ находим точку a (фиг. 264), проводим горизонталь ab до пересечения с изобарой 5 ат в точке b . Положение точки b по отношению линий постоянной сухости пара позволяет определить $x_2 = 0,89$.

Пример 92. Какова должна быть начальная степень сухости пара x_1 , если пар дросселированием с 10 ат давления до 4 ат должен быть высушен ($x_2 = 1$).

На диаграмме $i-S$ по $p_2 = 4$ ат и $x_2 = 1$ находим точку b через точку b проводим горизонталь влево, так как точка b — конечная точка



Фиг. 264.



Фиг. 265.

процесса (фиг. 265). Горизонталь продолжаем до пересечения с изобарой начального давления $p_1 = 10$ ат. Положение точки a определяет начальную степень сухости пара $x_1 = 0,98$.

Пример 93. Пар входит в цилиндр машины через паровпускные каналы, открываемые золотником. В первые моменты впуска пару приходится проходить через узкие отверстия, что вызывает мятие пара. При мятии теплосодержание пара не изменяется, работоспособность его уменьшается.

Определить уменьшение к. п. д. цикла Рэнкина, вызываемое мтием пара при входе в цилиндр машины, если начальное давление пара, равное 12 ат, уменьшается мтием до 10 ат.

Начальная степень сухости пара $x = 0,95$. Давление пара при выхлопе 1 ат. Фиг. 266 отмечает, что при наличии мтия уменьшается разность теплосодержаний $i_1 - i_2$, а при этом уменьшается работоспособность пара.

Процесс мтия на фиг. 266 изображается линией $1-1'$

Коэффициент полезного действия цикла Рэнкина при условии, что не происходит мтия пара, будет равен:

$$\eta_1 = \frac{i_1 - i_2}{i_1} = \frac{640 - 543}{640} = 0,15.$$

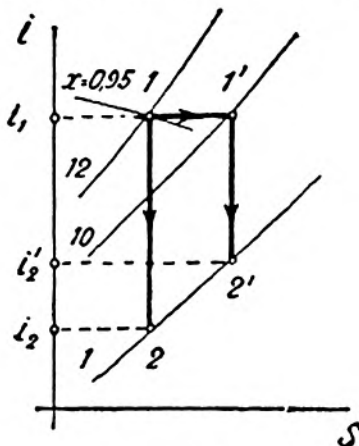
Коэффициент полезного действия цикла Рэнкина при наличии мятя равняется:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i'_2}{i_1} = \frac{640 - 553}{640} = 0,13.$$

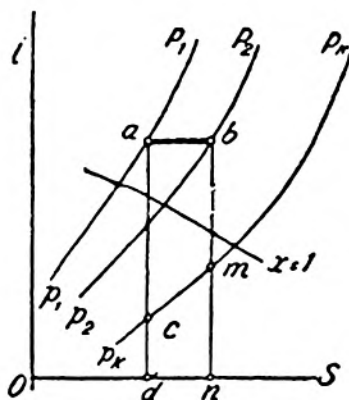
Уменьшение к. п. д., вызываемое мятим, выражается в 13%.

73. Изменение термического коэффициента полезного действия идеального цикла паровой машины при регулировании мощности машины мятим пара

Пусть полное давление свежего пара будет p_1 , температура t_1 , а давление в конденсаторе p_k . Определить, как изменится η_t , если давление пара мятим будет уменьшено с p_1 до p_2 . Находим на диаграмме $i-S$ (фиг. 267) начальную точку a по заданным p_1 и t_1 , тогда состояние пара после мятя изобразится точкой b , — точкой пересечения горизонтали ab с изобарой p_2 . Из точек a и b проводим адиабаты (вертикали) до пере-



Фиг. 268.



Фиг. 267.

сечения с изобарой конечного давления пара p_k . Термический к. п. д. η'_t для начального случая, когда давление свежего пара равно p_1 , определится по формуле:

$$\eta'_t = \frac{i_1 - i'_2}{i_1} = \frac{ad - cd}{ad} = \frac{ac}{ad}.$$

Термический же к. п. д. η''_t для цикла, в котором давление пара будет p_2 , равняется:

$$\eta''_t = \frac{i_1 - i'_2}{i_1} = \frac{bn - mn}{bn} = \frac{bn - mn}{ad} = \frac{bm}{ad}.$$

Сравнивая значения η'_t и η''_t , заключаем, что при мятим пара термический к. п. д. цикла убывает.

Кривая AB (фиг. 269) отмечает изменение термического к. п. д. цикла при мятим пара. Начальное давление взято $p_1 = 10 \text{ ат}$, а $t_1 = 245^\circ$,

конечное давление $p_4 = 1 \text{ ат}$. Значение термического к. п. д. определено для следующих промежуточных давлений: $p_1 = 10$, $p_2 = 8$, $p_3 = 6$, $p_4 = 5$ и $p_5 = 4 \text{ ат}$.

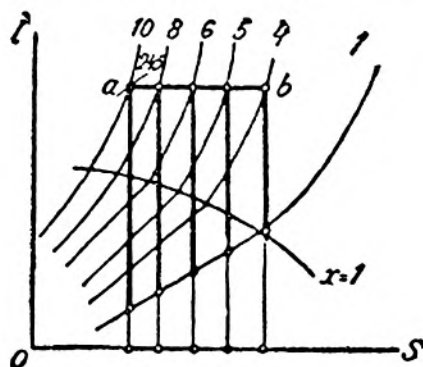
По диаграмме $i-S$ найдены соответствующие значения i_1 и $i_1 - i_2$ (фиг. 268), причем $i_1 = 700 \text{ кал}$:

для $p_1 = 10 \text{ ат}$	$i_1 - i_2 = 103 \text{ кал}$
» $p_2 = 8$ »	$i_1 - i_2 = 93$ »
» $p_3 = 6$ »	$i_1 - i_2 = 83$ »
» $p_4 = 5$ »	$i_1 - i_2 = 75$ »
» $p_5 = 4$ »	$i_1 - i_2 = 65$ »

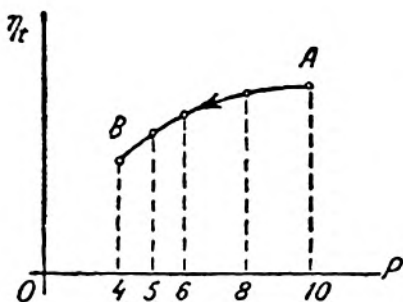
Тогда для η_t получим следующие значения:

$$\eta_{10} = 0,15, \eta_8 = 0,13, \eta_6 = 0,12, \eta_5 = 0,11 \text{ и } \eta_4 = 0,09.$$

Уменьшение к. п. д. цикла при мятни пара, давление которого меняется с 10 до 4 ат происходит на 40%.



Фиг. 268.



Фиг. 269.

74. Трансформирование тепловой энергии в механическую в паровой машине

Термический к. п. д., определяемый по формуле:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1},$$

оценивает экономичность идеального цикла, но не действительного цикла, осуществляемого в паровой машине. Целый ряд обстоятельств отклоняет цикл паровой машины от идеального, понижая при этом его совершенство. Если вписать в идеальный цикл цикл действительный, то уменьшение работы, получаемой в действительном цикле против работы идеального цикла изобразится заштрихованной площадью фиг. 270.

Отклонение действительного цикла от идеального вызывается следующими причинами:

1. Немгновенные открытие и закрытие паровых окон, что вызывает мятие пара.
2. Отступление процесса расширения пара от адиабатического.
3. Неполное расширение пара до давления холодильника.
4. Большое давление пара при выхлопе, чем давление холодильника.
5. Предварение выпуска и сжатие пара.
6. Вредный объем, существующий в каждой машине.

Предварение выпуска пара создается для уменьшения противодавления на поршень при его возвращении, а сжатие пара — для образования буфера, наличие которого облегчает прохождение поршня через мертвое положение, а, кроме того, сжатие пара, повышая температуру и давление во вредном объеме к моменту выпуска свежего пара, уменьшает его конденсацию.

Относительный индикаторный к. п. д. паровой машины η_r .

Отношение работы действительного цикла к работе пара в идеальном круговом процессе называется относительным индикаторным к. п. д. Относительный к. п. д. показывает, насколько действительный цикл паровой машины отклоняется от идеального.

Следовательно:

$$\eta_r = \frac{L}{L_{\text{идеальн.}}} = \frac{AL_1}{i_1 - i_2},$$



Фиг. 270.

так как работа, получаемая в идеальном цикле равняется:

$$L = 427 (i_1 - i_2) = \frac{1}{A} (i_1 - i_2).$$

Термический индикаторный к. п. д. η_t .

Перемножая почленно равенства:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1} \text{ и } \eta_r = \frac{AL_1}{i_1 - i_2},$$

найдем, что

$$\eta_r \eta_t = \frac{AL_1}{i_1},$$

или, обозначая произведение $\eta_r \eta_t$ через η_{it} , получим:

$$\eta_{it} = \frac{AL_1}{i_1}.$$

Коэффициент η_{it} , определяющий величину отношения теплоты AL_1 , переведенной в работу в действительном цикле (в индикаторную работу), к полному теплосодержанию свежего пара i_1 , называется термическим индикаторным к. п. д. паровой машины.

Термический индикаторный к. п. д. отмечает степень совершенства трансформирования тепловой энергии в механическую в цилиндре паровой машины.

Механический к. п. д.

Часть индикаторной работы L_i , получаемой в цилиндре паровой машины, расходуется на преодоление трения в механизме машины, а поэтому на вал передается работа, меньшая индикаторной работы L_i .

Работа, передаваемая на вал, обозначается через L_e и называется эффективной, или полезной.

Степень совершенства механизма паровой машины определяется отношением $\frac{L_e}{L_i}$ и называется механическим к. п. д. (η_m).

Выражение $\frac{L_e}{L_i}$ может быть заменено через $\frac{N_e}{N_i}$,

где N_e — эффективная мощность паровой машины, а

N_i — индикаторная мощность паровой машины.

Тогда:

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i}.$$

Полный эффективный к. п. д. η_o .

Перемножая почленно равенства:

$$\eta_i = \frac{AL_i}{L_i} \text{ и } \eta_m = \frac{L_e}{L_i},$$

найдем, что:

$$\eta_i \eta_m = \eta_i \eta_r \eta_m = \frac{AL_e}{L_i},$$

или, обозначая произведение

$$\eta_o \eta_m = \eta_i \eta_r \eta_m$$

через η_o , получим

$$\eta_o = \frac{AL_e}{L_i}.$$

Коэффициент η_o , определяющий величину отношения теплоты AL_e , приведенной в полезную работу на валу, к теплосодержанию свежего пара L_i , называется полным эффективным к. п. д.

Полный эффективный к. п. д. отмечает степень совершенства трансформирования тепловой энергии в механическую в действительной паровой машине, т. е. учитывает экономичность паровой машины во всей ее совокупности.

Итак:

$$\eta_o = \eta_i \eta_m = \eta_i \eta_r \eta_m.$$

Значения отдельных коэффициентов.

Термический к. п. д. η_r , как отмечалось выше, для условий, наблюдаемых в действительных паровых машинах, не превышает 0,30.

Относительный к. п. д. η_i колеблется довольно в широких пределах.

Оценив $\eta_r = 0,75$, а $\eta_i = 0,20$, найдем значение термического индикаторного к. п. д. $\eta_i = \eta_r$, $\eta_r = 0,15$.

Механический к. п. д. η_m зависит от конструкции машины, смазки и целого ряда других причин.

Приняв значение $\eta_m = 0,93$, определим величину полного эффективного к. п. д. η_e :

$$\eta_e = \eta_i \eta_m = \eta_i \eta_r \eta_k = 0,15 \cdot 0,93 = 0,14.$$

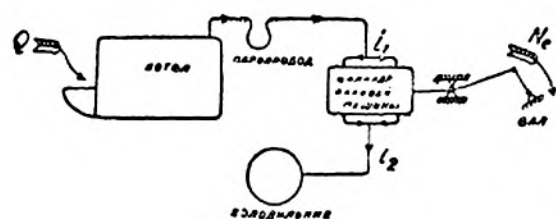
Следовательно, в разбираемом случае в паровой машине только 14% общего израсходованного количества тепла переведено в полезную работу.

75. Паросиловая установка

В паросиловой установке, помимо паровой машины, имеются паровой котел и паропровод.

Схема паросиловой установки изображена на фиг. 271.

В паросиловой установке, кроме тепловых потерь, отмеченных при исследовании паровой машины, существуют добавочные потери в котле и трубопроводе. Поэтому полный к. п. д., оценивающий степень совершенства паросиловой установки во всей ее совокупности, т. е. отмечающий экономичность трансформирования тепловой энергии, развивающейся при сжигании введенного в котел топлива в полезную работу на валу, конечно, будет меньше полного эффективного к. п. д. одной машины.



Фиг. 271.

Потери тепловой энергии в котле вызываются:

1. Неполнотой сгорания топлива.
2. Провалом топлива через колосники.
3. Лучеиспусканием горячей кладки котла.
4. Потерей тепла, уносимого с отходящими продуктами сгорания.

Коэффициент полезного действия котла η_k , учитывающий отношение доли тепла, полезно использованной в котле, к полной теплоте, введенной в топку, зависит от системы котла, его состояния, правильности обслуживания и др.: в среднем величину η_k можно оценить в 0,75.

Потери в паропроводе, вызываемые теплообменом пара со стенками, гидравлическими потерями, зависят от ряда причин: совершенства изоляции паропровода, его длины и т. д.

Оценивая к. п. д. паропровода η_m в 0,95 и обозначая через Q тепло, введенное в топку, найдем:

$\eta_k Q$ — тепло, полезно использованное в котле.

$\eta_r \eta_k Q$ — тепло, подведенное к машине.

$\eta_i \eta_r \eta_k Q$ — тепло, переведенное в механическую энергию в идеальном цикле.

$\eta_i \eta_r \eta_i \eta_k Q$ — тепло, переведенное в работу в действительном цикле.

$427 \eta_i \eta_r \eta_i \eta_k Q$ — индикаторная работа.

$427 \eta_m \eta_i \eta_r \eta_i \eta_k Q$ — эффективная работа.

Произведение $\eta_m \eta_r \eta_i \eta_i \eta_k$, отмечающее совершенство всей паросиловой установки, называется экономическим к. п. д., обозначается через η_e :

$$\eta_e = \eta_m \eta_r \eta_i \eta_i \eta_k.$$

Для разбираемых условий экономический к. п. д. будет равен:

$$\eta_e = \eta_m \eta_r \eta_d \eta_t \eta_k = 0,93 \cdot 0,75 \cdot 0,20 \cdot 0,95 \cdot 0,75 \approx 0,10.$$

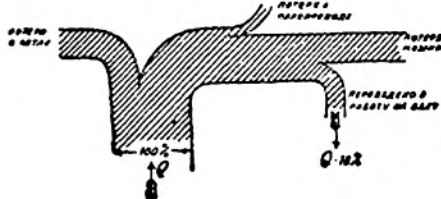
В первой части термодинамики отмечалось общее выражение экономического к. п. д. теплосилового установи: $\eta_e = \frac{632}{BQ}$, где B — расход топлива в килограммах на силу-час, а Q — рабочая теплотворная способность топлива.

Графическое изображение теплового потока и его потерь в паросиловой установке приведено на фиг. 272.

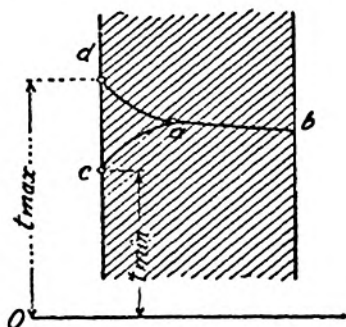
76. Влияние стенок цилиндра машины на работу пара

В период впуска пара стенки парового цилиндра имеют температуру ниже температуры свежего пара, а поэтому некоторая доля пара, соприкасающегося с холодными стенками, превращается в воду и оседает на стенках цилиндра. Освобождающаяся при конденсации пара теплота воспринимается стенками, вследствие чего их температура повышается, доходя до максимальной к концу впуска пара.

В течение периода расширения пара температура его падает, так что в некоторый момент стенки цилиндра, нагретые в период впуска пара, окажутся теплее пара. С этого момента начнется обратное протекание тепла — от стенок внутрь цилиндра, при том



Фиг. 272



Фиг. 273

осевшая на стенках вода начнет испаряться. За процесс расширения пара вся осевшая на стенках за период впуска вода не успевает испариться, а поэтому и тепло, воспринятое при предыдущем периоде стенками, полностью пару не отдается.

За период выпуска пара стенки энергично продолжают возврат тепла, так как разность температур стенок и пара увеличивается. Теплота, отдаваемая стенками за период выпуска пара, является теплотой потерянной, так как она вместе с паром уносится из цилиндра.

Итак, тепло, поглощенное стенками в период впуска пара, возвращается за периоды расширения и выпуска пара, часть же тепла лучеиспусканием будет передаваться во внешнюю среду. Нагревание стенок цилиндра в период впуска пара и охлаждение их за следующие два периода не распространяются на всю толщину стенок, а колебанию температуры подвергаются только внутренние слои стенок. Чем быстрее ходит машина,

тем на меньшую глубину распространяется колебание температуры. На фиг. 273 представлен график колебания температуры стенок за цикл машины.

В точке d имеется максимальная температура стенок, а в c — их минимальная температура. Первая соответствует концу впуска пара, вторая — выпуска. Между этими двумя температурами совершается колебание температуры внутренней поверхности стенки за отдельные периоды цикла. Колебание температуры в различных слоях стенки совершается между линиями da и ca , причем с удалением от внутренней поверхности стенок амплитуда колебания температуры уменьшается. В точке a устанавливается некоторая средняя температура.

Начальная конденсация уменьшается при применении:

- 1) паровой рубашки,
- 2) перегретого пара,
- 3) многократного расширения пара,
- 4) прямоточного принципа работы пара.

а) Паровая рубашка

Температура наружной поверхности стенки цилиндра, снабженного паровой рубашкой, будет постоянная и равная температуре свежего пара, тогда как температура внутренней поверхности будет колебаться и зависеть от периода цикла. Вследствие этого получается тепловой поток внутрь цилиндра.

При этом кривая a_1d_1 получается более пологая, чем аналогичная кривая ad машины без рубашки (фиг. 274).

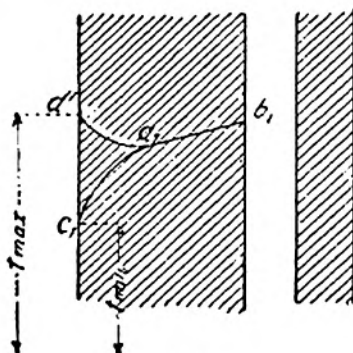
Поэтому поглощение тепла стенками в период впуска пара в машине, имеющей рубашку, совершается менее энергично, чем в машине без рубашки (меньшая разность средней температуры t_a и $max t_s$).

Кривая же a_1c_1 при паровой рубашке получается более крутая, что способствует большей отдаче тепла стенками и более энергичному испарению осевшей на стенках воды.

Таким образом, паровая рубашка, с одной стороны, затрудняет восприятие теплоты стенками в период впуска, а с другой стороны, ускоряет отдачу тепла за следующие периоды. В отмеченном заключается значение паровой рубашки.

б) Перегретый пар

При применении перегретого пара уменьшается начальная конденсация, так как перегретый пар, соприкасаясь со стенками, только охлаждается, но не конденсируется. Чтобы перегретый пар имел конденсацию, необходимо, чтобы пар потерял весь перегрев. Поэтому при достаточном перегреве пар при входе в цилиндр остается перегретым, потеряв только от соприкосновения со стенками часть теплосодержания. Потеря тепла в последнем случае значительно меньше, чем при работе насыщенным паром.



Фиг. 274

в) Многократное расширение пара

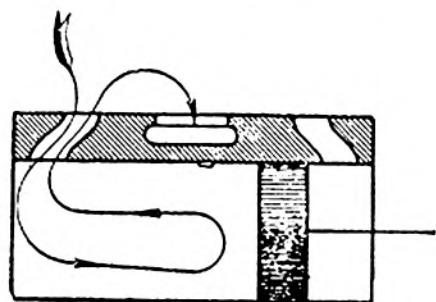
В многоцилиндровой машине, в которой пар работает последовательно в отдельных цилиндрах, уменьшается тепловая потеря, вызываемая начальной конденсацией. Последнее объясняется тем, что при многократном расширении пара разность давлений, а следовательно, и разность температур, приходящаяся на каждый цилиндр машины, будет меньше, чем в одноцилиндровой машине, работающей с тем же изменением давления пара, что и многоцилиндровая машина. При уменьшении же разности температур свежего и мятого пара начальная конденсация уменьшается. Кроме того, теплота, отдаваемая стенками цилиндра высокого давления пару за период выпуска в многократной машине, не является теплотой потерь, так как пар, воспринимая эту теплоту, направляется в цилиндр низкого давления, а не в атмосферу или в конденсатор.

г) Прямоточный принцип работы пара

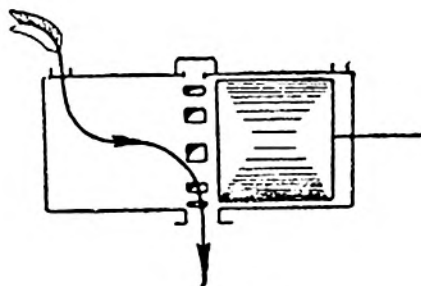
Машина Штумпфа.

На фиг. 275 дана схема работы пара в обычной машине, а на фиг. 276 — в прямоточной.

В обычной машине, в которой через паровой канал выпускается мятый



Фиг. 275



Фиг. 276

пар перед пуском через него же свежего пара, начальная конденсация будет больше, чем в прямоточной, в которой впускной и выпускной каналы разделены.

77. Калориметрическое исследование паровой машины

Целью калориметрического исследования паровой машины является определение потери тепла, вызываемой конденсацией пара в машине, для чего необходимо найти величины теплообмена пара и стенок цилиндра за отдельные периоды работы пара.

В цикле паровой машины (фиг. 277) наблюдаются следующие процессы:

1. Процесс $a - b$ — впуск пара.
2. Процесс $b - c$ — расширение пара.
3. Процесс $c - d$ — выпуск пара.
4. Процесс $d - a$ — сжатие пара.

Для всех периодов работы пара, являющихся термодинамическими процессами, возможно составить уравнение тепла вида:

$$Q = \Delta U + AL.$$

1. Уравнение тепла периода впуска пара ($a-b$):

$$Q_1 - Q_{ab} = U_b - U_a + AL_{ab}, \quad (1)$$

где: Q_1 — теплота свежего пара;

Q_{ab} — тепло, отданное паром стенкам цилиндра за период впуска;

U_a и U_b — внутренняя энергия пара в состояниях a и b ;

L_{ab} — внешняя работа в процессе ($a-b$).

2. Уравнение тепла процесса расширения пара ($b-c$):

$$Q_{bc} = U_c - U_b + AL_{bc}, \quad (2)$$

где: Q_{bc} — тепло, получаемое паром в периоде расширения, от стенок цилиндра;

U_c и U_b — энергия пара в состоянии c и b ;

L_{bc} — работа пара в процессе $b-c$;

3. Уравнение тепла процесса сжатия пара ($d-a$):

$$-Q_{da} = U_a - U_d - AL_{da}, \quad (3)$$



Фиг. 277

где: Q_{da} — тепло, отданное паром стенкам цилиндра за период сжатия;

U_d и U_a — внутренняя энергия пара в состоянии d и a ;

L_{da} — внешняя работа, затраченная на процесс сжатия пара.

Составленные уравнения тепла для процессов впуска, расширения и сжатия пара позволяют определить искомым величинам теплообмена пара и стенок за отдельные периоды, так как все остальные факторы Q_1 , U_a , U_b , U_c , U_d , L_{ab} , L_{bc} и L_{da} , входящие

в уравнения, определяются опытным исследованием паровой машины.

Просуммировав найденные из уравнений (1), (2) и (3) величины Q_{ab} , Q_{bc} и Q_{da} , определим полную тепловую потерю, вызываемую конденсацией пара в цилиндре:

$$(-Q_{da}) + Q_{bc} - Q_{da} \text{ кал.}$$

При установившейся работе машины теплота ($Q_{ab} - Q_{bc} + Q_{da}$), воспринятая стенками, должна равняться теплоте, отданной стенками за тот же цикл работы пара, так как иначе наблюдалось бы непрерывное повышение или понижение температуры стенок. Поэтому теплота, отдаваемая стенками в процессе впуска пара, будет равна:

$$Q_{cd} = Q_{ab} - Q_{bc} + Q_{da} \text{ кал.}$$

Потери тепла на лученспускание стенок цилиндра во внимание не принимались.

Итак, искомые величины теплообмена пара и стенок будут определяться из равенств:

$$\begin{aligned} Q_{ab} &= Q_1 - (U_b - U_a) - AL_{ab} \dots \text{ за процесс впуска.} \\ Q_{bc} &= U_c - U_b + AL_{bc} \dots \dots \dots \text{ » } \text{ » } \text{ расширения.} \\ -Q_{da} &= U_a - U_d + AL_{da} \dots \dots \dots \text{ » } \text{ » } \text{ сжатия.} \\ Q_{cd} &= Q_{ab} + Q_{da} - Q_{bc} \dots \dots \dots \text{ » } \text{ » } \text{ выпуска.} \end{aligned}$$

Перейдем теперь к определению факторов Q_1 , U_a , U_b ... и L_{ab} , L_{bc} ..., входящих в уравнения (1), (2) и (3).

I. Определение работы внешних сил за отдельные периоды

Из индикаторной диаграммы (фиг. 277), снятой с паровой машины планиметрированием соответствующих площадей, находим работы внешних сил.

Так:

$$\begin{aligned} L_{ab} &= \text{пл. } 1eb4 - \text{пл. } 1ea2 - \text{ работа впуска.} \\ L_{bc} &= \text{пл. } 4bc5 \quad \text{» } \text{ расширения.} \\ L_{da} &= \text{пл. } 3da2 \quad \text{» } \text{ сжатия.} \end{aligned}$$

II. Определение теплоты Q_1

Полная теплота Q_1 свежего пара равняется:

$$Q_1 = G_1 \lambda_1 = G_1 (q_1 + r_1 x) \text{ — для влажного пара и}$$

$$Q_1 = G_1 [q_1 + r_1 + C_{pm} (t - t_1)] \text{ — для перегретого пара.}$$

Для определения Q_1 теплоты влажного пара необходимо знать G_1 , q_1 , r_1 и x .

Теплоты q и r берутся из таблиц насыщенных паров по давлению свежего пара, а G и x находятся дополнительными вычислениями.

1) Вес свежего пара G_1 (за один цикл попадающего внутрь цилиндра).

Вес свежего пара G_1 определяется из равенства:

$$G_1 = \frac{M}{t \cdot 2 \cdot \pi},$$

где: M — весовой расход воды на котел за время опыта, который является весом приготовленного котлом пара за то же время; t — число минут опыта; π — число оборотов вала машины в минуту.

2) Степень сухости свежего пара — x . Степень сухости пара x определяется калориметром (фиг. 278). Пропуская пар по спиральной трубке в калориметр, замечают изменение веса воды в калориметре (взвешиванием) и ее температуры в начале и конце опыта.

Величина x определится из уравнения:

$$m_2 t_2 = m_1 t_1 + (m_2 - m_1) (q + rx),$$

в котором: m_1 — вес воды до опыта; m_2 — после опыта; $(m_2 - m_1)$ — вес сконденсировавшегося пара; t_1 — начальная температура воды; t_2 — конечная температура.

III. Определение внутренней энергии пара в отдельные моменты цикла

Внутренняя энергия пара определяется по формуле:

$$U = G(q + \rho x);$$

поэтому, чтобы вычислить энергию пара в состояниях a , b , c и d , необходимо знать в этих состояниях весовое количество, давление и степень сухости пара.

Давления и объемы пара в точках a , b , c и d находятся непосредственно из снятой индикаторной диаграммы (фиг. 277).

Индикаторная диаграмма дает:

$$V_a, V_b, V_c \text{ и } V_d;$$

$$p_a, p_b, p_c \text{ и } p_d;$$

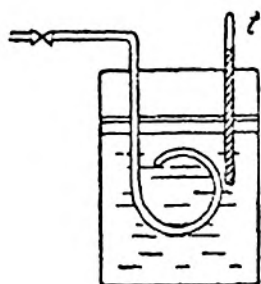
а по давлениям из таблицы насыщенных паров берутся величины:

$$q_a, q_b, q_c \text{ и } q_d;$$

$$\rho_a, \rho_b, \rho_c \text{ и } \rho_d;$$

и удельные объемы сухого пара:

$$v''_a, v''_b, v''_c \text{ и } v''_d.$$



Фиг. 278

1) Определение веса пара в точках a , b , c и d .

Положив в основу исследования машины гипотезу Гирна, по которой пар в начале процесса сжатия принимается сухим, найдем весовое количество пара, сжимающегося в процессе $d - a$, из равенства $G_d = \frac{V_d}{v''_d}$, в котором: V_d — полный объем сухого пара в состоянии d , определяемый из индикаторной диаграммы; v''_d — удельный объем сухого пара давления p_d , взятый из таблиц.

Выяснив вес сжимаемого пара G_d и вес порции свежего пара $G_1 = \frac{M}{t \cdot 2 \cdot n}$, найдем вес пара в отдельных состояниях по формулам:

$$G_a = G_d = \frac{V_d}{v''_d}$$

и

$$G_b = G_c = \frac{V_d}{v''_d} + \frac{M}{t \cdot 2 \cdot n}.$$

2) Определение степени сухости пара в точках a , b , c и d .

В состоянии d степень сухости пара $x_d = 1$ (гипотеза Гирна).

В состоянии b степень сухости пара x_b находится из равенства

$$(v_w = v_s x):$$

$$\frac{V_b}{G_b} = v''_b \cdot x_b; \quad x_b = \frac{V_b}{G_b \cdot v''_b},$$

где: V_b — полный объем G_b кг пара — берется из диаграммы, а v_b'' — удельный объем сухого пара давления p_b .

Тогда, по аналогии, степень сухости пара в состояниях c и a найдется из выражений:

$$x_c = \frac{V_c}{G_c v_c''};$$

$$x_a = \frac{V_a}{G_a v_a''}.$$

Имея для состояний a , b , c и d значения:

G_a, G_b, G_c и G_d ;

x_a, x_b, x_c и x_d ;

q_a, q_b, q_c и q_d ;

ρ_a, ρ_b, ρ_c и ρ_d ;

определяем внутреннюю энергию пара: U_a, U_b, U_c и U_d по формулам:

$$U_a = G_a (q_a + \rho_a x_a);$$

$$U_b = G_b (q_b + \rho_b x_b);$$

$$U_c = G_c (q_c + \rho_c x_c);$$

$$U_d = G_d (q_d + \rho_d x_d).$$

Итак, все факторы, входящие в уравнения (1), (2) и (3), определены.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

78. Истечение паров

Выведенные в §§ 46 и 47 формулы скорости истечения газов и формулы секундного расхода будут справедливы и для водяного пара, но только значение $\beta = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ для водяного пара имеет иное значение, чем для газа. Так, например:

1. Для газа:

$$k = 1,41; \beta = 0,528.$$

2. Для перегретого пара:

$$k = 1,3; \beta = 0,545.$$

3. Для сухого насыщенного пара:

$$k = 1,135; \beta = 0,577.$$

4. Для влажного пара:

$$k = 1,035 + 0,1x.$$

значение β для влажного пара зависит от степени сухости пара x

При истечении пара, так же, как и при истечении газа, приходится рассматривать два случая:

1-й случай:

$$\frac{p_2}{p_1} > \beta.$$

$$W = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]};$$

$$G_{\text{сск}} = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}.$$

2-й случай:

$$\frac{p_2}{p_1} < \beta.$$

$$W_{\text{max}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1}$$

и

$$G_{\text{max}} = f \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \cdot \frac{p_1}{v_1}}.$$

Последние формулы могут быть упрощены.

Сухой насыщенный пар $k = 1,135$.

$$\left. \begin{aligned} W_{\text{max}} &= 3,23 \sqrt{p_1 v_1} \\ G_{\text{max}} &= 1,99 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \end{aligned} \right\} \quad (98)$$

Перегретый пар $k = 1,3$.

$$\left. \begin{aligned} W_{\text{max}} &= 3,33 \sqrt{p_1 v_1} \\ G_{\text{max}} &= 2,09 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \end{aligned} \right\} \quad (99)$$

Пример 94. Определить скорость истечения пара из котла в атмосферу, если давление в котле равняется $p_1 = 1,5 \text{ ат}$, начальная степень сухости пара $x = 0,9$.

В данном случае имеется 1-й случай истечения, так как:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{1,5} = 0,67 > \beta = 0,57.$$

Поэтому:

$$W = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

В формуле: $k = 1,035 + 0,1x = 1,035 + 0,1 \cdot 0,9 = 1,125$;

$$v_1 = x_1 u + \delta = 0,9 \cdot 1,233 + 0,001 = 1,11 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Тогда:

$$W = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot \frac{1,125}{0,125} \cdot 1,5 \cdot 10\,000 \cdot 1,11 \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{1,5} \right)^{\frac{0,125}{1,125}} \right]} = 343 \text{ м/сек}.$$

ПРИМЕР 95. Определить скорость истечения перегретого пара, если $p_1 = 14 \text{ ат}$, $t_1 = 300^\circ$ и $p_2 = 1 \text{ ат}$.

Определить также давление, с которым пар вылетает в среду.

Имеем 2-й случай, так как:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{14} = 0,07 < \beta = 0,545.$$

Поэтому:

$$W = 3,33 \sqrt{p_1 v_1},$$

$$\text{где } v_1 = \frac{47,1 T}{P} - 0,016 = \frac{47,1 \cdot 573}{14 \cdot 10^6} - 0,016 = 0,1768 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Тогда:

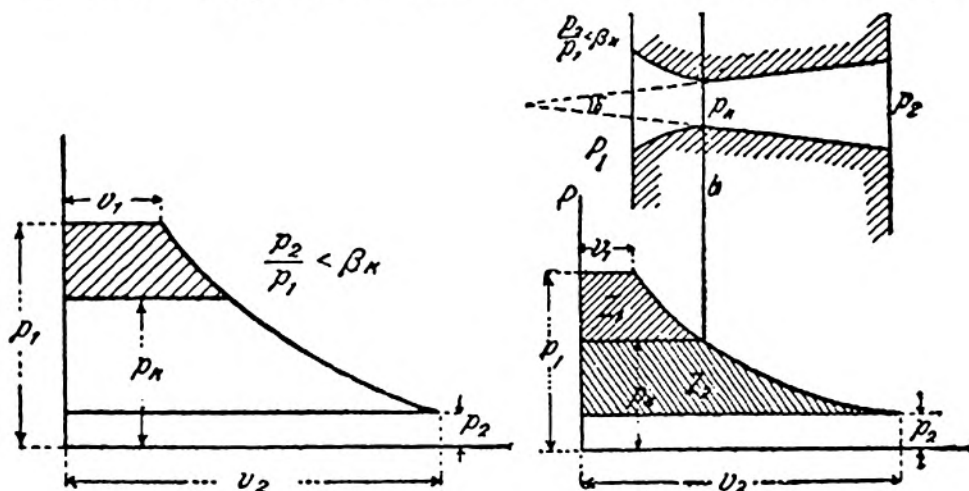
$$W = 3,33 \sqrt{14 \cdot 10\,000 \cdot 0,1768} = 522,8 \text{ м/сек}.$$

Давление p_2' , с которым пар вылетает в среду, в данном случае определяется по формуле:

$$p_2' = \beta p_1 = 0,545 \cdot 14 = 7,64 \text{ ат}.$$

79. Расширяющееся сопло Лавала

Приведенное исследование истечения через суживающиеся насадки отмечает, что использовать и перевести в кинетическую энергию струи удастся только некоторую долю полной работы, большая же часть работы не поддается внутри суживающегося насадка превращению в кинетическую



Фиг. 279

Фиг. 280

энергию струи. Не заштрихованная площадь есть неиспользованная работа L (фиг. 279).

В расширяющемся сопле, изобретенном Лавалем, в кинетическую энергию переводится весь запас располагаемой работы, т. е. используется полный перепад давлений с p_1 до p_2 . Лаваль присоединил к суживающемуся насадку слабо расширяющийся (фиг. 280). Пар, пройдя первый насадок,

приобретает скорость, равную W_{\max} . Попадая в дальнейшем в расширяющийся насадок, пар, встречая увеличивающиеся сечения, продолжает расширяться.

Расширение пара во втором насадке возможно только при небольших углах δ , при которых пар, двигаясь по соплу, как бы прилипает к стенкам, заполняя при этом все сечение.

Угол δ обычно берется около 11° . При больших углах δ струя пара отрывается от стенок и не заполняет собою все сечение.

Расширение пара в сопле Лавала с p_k до p_2 дает возможность перевести в кинетическую энергию струи работу L_2 , которая в обычном суживающемся насадке не поддается использованию. Поэтому скорость пара, вылетающего из сопла Лавала, значительно больше W_{\max} . Расход пара через сопла Лавала равняется G_{\max} .

Определение скорости истечения через сопло Лавала происходит по формуле (69):

$$W = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Пример 96. Определить скорость истечения пара через сопло Лавала, если:

$$p_1 = 12 \text{ ат}; \quad t_1 = 350^\circ; \quad p_2 = 0,1 \text{ ат}.$$

$$W = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

где:

$$k = 1,3; \quad p_1 = 12; \quad p_2 = 0,1,$$

а

$$v = \frac{47,1 T}{P} - 0,016 = \frac{47,1 \cdot 623}{194 \cdot 12} - 0,016;$$

$$W = \sqrt{2 \cdot 9,81 \frac{1,3}{0,31} 12 \cdot 10^4 \left(\frac{47,1 \cdot 623}{194 \cdot 12} - 0,016 \right) \cdot \left[1 - \left(\frac{0,1}{12} \right)^{\frac{1,3-1}{1,3}} \right]} = \\ = 1320 \text{ м/сек.}$$

80. Определение скорости истечения пара по теплосодержанию

В § 48 была выведена формула полной работы, превращающейся при истечении струи в ее кинетическую энергию. Полная работа равняется:

$$L = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

где:

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

есть работа, развиваемая в адиабатическом процессе расширения пара.

Как известно, работа в адиабатическом процессе получается за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела, поэтому:

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = 427 (U_1 - U_2).$$

Тогда полную работу можно представить формулой:

$$\begin{aligned} L &= p_2 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv = p_1 v_1 - p_2 v_2 + 427 (U_1 - U_2) = \\ &= 427 [(U_1 + A p_1 v_1) - (U_2 + A p_2 v_2)], \end{aligned}$$

по функция $U + A p v$ есть теплосодержание пара i , поэтому:

$$L = 427 (i_1 - i_2).$$

Зная величину полной работы L , находим по формуле $W = \sqrt{2gL}$ значение скорости истечения пара в зависимости от изменения его теплосодержания:

$$\left. \begin{aligned} W &= \sqrt{2gL} = \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 427 (i_1 - i_2)} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2} \\ W &= 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}. \end{aligned} \right\} (100)$$

При определении скорости истечения паров обычно пользуются формулой (92): $W = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}$, которая проще формулы (69).

Теплосодержания i_1 и i_2 определяются по диаграмме $i-S$.

Ниже даются схемы определения разности теплосодержаний по диаграмме $i-S$ для двух возможных случаев.

1-й случай: $\frac{p_2}{p_1} > \beta$.

В этом случае при истечении происходит полное расширение и пар вылетает в среду, имея давление среды. На фиг. 281 дана схема определения по диаграмме $i-S$ разности теплосодержаний.

Скорость истечения определится по формуле:

$$W = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2'}$$

2-й случай: $\frac{p_2}{p_1} < \beta$.

В данном случае полного расширения пара не происходит; пар, влетая в среду, имеет давление, равное: $p_2' = \beta p_1$.

Поэтому скорость истечения определяется по формуле:

$$W = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2''}$$

Теплосодержание i_2' соответствует давлению p_2' , до которого происходит расширение пара. Схема определения по диаграмме $i-S$ разности теплосодержания $i_1 - i_2'$ дана на фиг. 282.

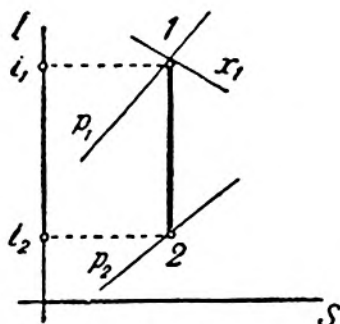
Пример 97. Определить скорость истечения пара, если $p_1 = 10 \text{ ат}$, $x_1 = 0,95$ и $p_2 = 6 \text{ ат}$ (фиг. 285).

Имеем 1-й случай, так как $\frac{p_2}{p_1} = 0,6 > \beta$.

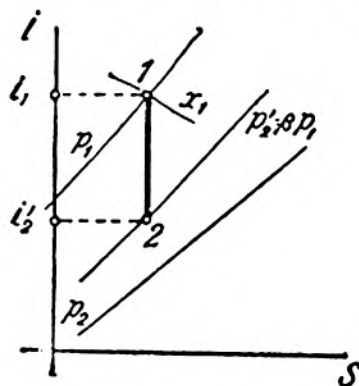
Поэтому

$$W = 91,53 \cdot \sqrt{i_1 - i_2} = 91,53 \cdot \sqrt{640 - 67} = 439,3 \text{ м/сек.}$$

Пример 98. Определить скорость истечения через сопло Лаваля перегретого пара, если $p_1 = 16 \text{ ат}$, $t_1 = 350^\circ$ и $p_2 = 0,1 \text{ ат}$. При



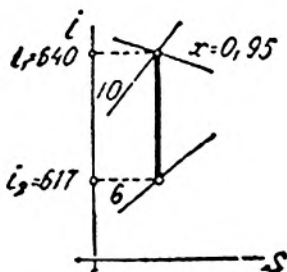
Фиг. 281



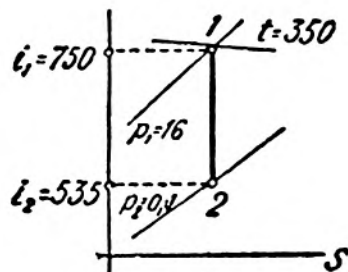
Фиг. 282

истечении через сопло Лаваля происходит полное расширение пара (фиг. 284), поэтому:

$$W = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2} = 91,53 \sqrt{750 - 535} = 1340 \text{ м/сек.}$$



Фиг. 283



Фиг. 284

Пример 99. Определить скорость истечения и конечное давление пара, если $p_1 = 10 \text{ ат}$, $t = 300$ и $p_2 = 1 \text{ ат}$.

Имеем 2-й случай, так как $\frac{p_2}{p_1} = 0,1 < \beta$, поэтому:

$$p_2' = \beta p_1 = 0,55 \cdot 10 = 5,5 \text{ ат.}$$

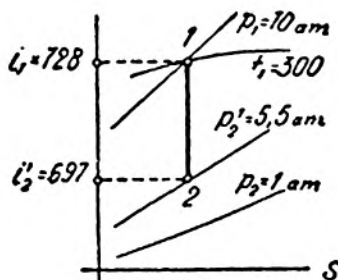
$$W = 91,53 \cdot \sqrt{i_1 - i_2'} = 91,53 \cdot \sqrt{728 - 697} = 509,8 \text{ м/сек.}$$

Схема определения i_1 и i_2 по диаграмме $i-S$ дана на фиг. 285.

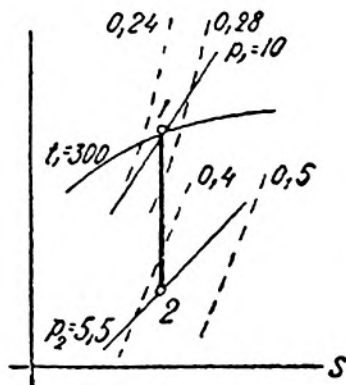
Пример 100. Определить в предыдущем примере состояние пара при истечении.

Пар вылетает из сопла с давлением $5,5 \text{ ат}$. Точка 2 на диаграмме $i-S$ лежит над верхней пограничной кривой, поэтому пар при истечении будет перегретым. Температуры пара равняется 235° (по диаграмме $i-S$).

По диаграмме $i-S$ возможно определить изменение удельного объема пара при вытекании. В области перегретых паров на диаграмме $i-S$ нанесены линии постоянного объема — пунктирные кривые.



Фиг. 285



Фиг. 286

Расположение по отношению линии постоянного объема диаграммы $i-S$ начальной и конечной точек графика процесса позволяет определить объем пара в начале и конце вытекания. В настоящем примере расположение адиабаты на диаграмме $i-S$ дано на фиг. 286.

По диаграмме $i-S$ находим:

$$v_1 = 0,27 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v_2 = 0,44 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Таблицы водяного пара по Schüle

1	2	3	4		5	6				10	11	12	13	14		15	16	17
			жидкости	парообразования		полная пара	скрытая		внутренняя					внешняя	жидкости			
Давление абс. р	жидкости 1000°	сухого пара s			кг/кг		кг/кг	кг/кг		кг/кг	кг/кг	кг/кг	кг/кг			кг/кг	кг/кг	кг/кг
0	0,00622	1,0001	206,5	0,004843	0,00	594,8	594,8	30,4	567,4	—	0	564,4	0	2,1787	2,1787	2,1787	2,1787	0
5	0,00889	1,0000	147,1	0,006798	5,03	592,2	597,5	30,6	561,6	—	5,03	566,63	0,0183	2,1302	2,1302	3,1486	3,1486	5
10	0,01252	1,0003	106,4	0,009398	10,05	589,5	599,5	31,3	558,2	—	10,05	568,25	0,0213	3,0830	3,0830	2,1043	2,1043	10
15	0,0174	1,0009	77,35	0,01283	15,05	586,9	601,9	31,8	555,1	—	15,05	570,15	0,0437	2,0378	2,0378	2,0815	2,0815	15
20	0,0238	1,0018	57,81	0,01730	20,05	584,3	604,3	32,3	552,0	—	20,05	572,05	0,0709	1,9941	1,9941	2,0650	2,0650	20
25	0,0323	1,0029	43,38	0,02305	25,04	581,7	606,7	32,8	548,9	—	25,04	573,94	0,0878	1,9520	1,9520	2,0398	2,0398	25
30	0,0433	1,0043	32,93	0,03037	30,03	579,2	609,2	33,4	545,8	—	30,03	575,83	0,0970	1,9115	1,9115	2,0085	2,0085	30
35	0,0573	1,0060	25,24	0,03962	35,0	576,6	611,6	33,9	542,7	—	35,00	577,7	0,1207	1,8721	1,8721	1,9928	1,9928	35
40	0,0752	1,0078	19,54	0,05118	39,9	574,0	613,9	34,4	539,6	—	39,90	579,5	0,1369	1,8338	1,8338	1,9707	1,9707	40
45	0,0977	1,0098	15,28	0,06545	44,9	571,3	616,2	34,9	536,4	—	44,90	581,3	0,1526	1,7965	1,7965	1,9491	1,9491	45
50	0,1258	1,0121	12,02	0,08320	49,9	568,5	618,4	35,4	533,1	—	49,9	583,0	0,1683	1,7601	1,7601	1,9284	1,9284	50
55	0,1602	1,0145	9,581	0,10437	54,9	565,7	620,6	36,0	529,7	—	54,9	584,6	0,1836	1,7247	1,7247	1,9083	1,9083	55
60	0,2028	1,0167	7,677	0,13026	59,9	562,9	622,8	36,5	526,4	—	69,9	586,3	0,1988	1,6904	1,6904	1,8892	1,8892	60
65	0,2547	1,0198	6,200	0,16129	64,9	560,0	624,9	37,0	523,0	—	64,9	587,9	0,2128	1,6588	1,6588	1,8696	1,8696	65
70	0,3175	1,0227	5,046	0,1982	69,9	557,1	627,0	37,5	519,6	—	69,9	589,5	0,2285	1,6242	1,6242	1,8527	1,8527	70

75	0,3929	1,0258	4,123	0,2425	74,9	554,1	629,0	38,1	516,0	—	74,9	590,9	0,2431	1,5922	1,8353	75
80	0,4827	1,0290	3,406	0,2936	79,9	551,1	631,0	38,6	512,6	—	79,9	592,5	0,2574	1,5612	1,8186	80
85	0,5893	1,0324	2,835	0,3527	84,9	548,0	632,9	39,1	508,9	—	84,9	593,8	0,2716	1,5307	1,8023	85
90	0,7148	1,0359	2,370	0,4219	89,9	545,0	634,9	39,6	505,4	—	89,9	595,3	0,2850	1,5014	1,7864	90
95	0,8619	1,0396	1,998	0,5030	95,0	541,9	636,9	40,2	501,7	0,0212	95,0	596,7	0,2994	1,4726	1,7720	95
100	1,0333	1,0433	1,674	0,5974	100,0	538,7	638,7	40,7	498,0	0,0252	100,0	598,0	0,3132	1,4442	1,7574	100
105	1,2319	1,0473	1,420	0,7042	105,0	535,4	940,4	41,1	494,3	0,0302	105,0	599,3	0,3266	1,4164	1,7430	105
110	1,4608	1,0513	1,210	0,8264	110,1	532,1	942,2	41,5	490,6	0,0360	110,1	601,1	0,3403	1,3889	1,7292	110
115	1,7237	1,0556	1,030	0,9709	115,2	528,7	643,9	41,8	486,9	0,0426	115,2	602,1	0,3531	1,3626	1,7157	115
120	2,0242	1,0592	0,891	1,122	120,2	525,3	645,5	42,2	483,1	0,0502	120,2	603,3	0,3662	1,3366	1,7028	120
125	2,3662	1,0635	0,771	1,297	125,3	521,7	647,0	42,6	479,1	0,0568	125,3	604,4	0,3788	1,3108	1,6896	125
130	2,7538	1,0678	0,668	1,497	130,5	518,2	648,7	43,0	475,2	0,0689	130,5	605,7	0,3919	1,2859	1,6778	130
135	3,1914	1,0725	0,581	1,721	135,6	514,6	650,2	43,3	471,3	0,0802	135,6	606,9	0,4024	1,2613	1,6637	135
140	3,6835	1,0772	0,508	1,968	140,7	510,9	651,6	43,7	467,2	0,0929	140,7	607,9	0,4170	1,2370	1,6510	140
145	4,2352	1,0825	0,446	2,242	145,8	507,4	653,2	44,1	463,3	0,1074	145,8	609,1	0,4294	1,2139	1,6433	145
150	4,8517	1,0878	0,3926	2,547	150,9	503,8	654,7	44,5	459,3	0,1236	150,8	610,1	0,4417	1,1910	1,6327	150
155	5,5373	1,0936	0,3470	2,882	156,1	500,2	656,3	44,8	455,4	0,1418	156,0	611,4	0,4539	1,1687	1,6226	155
160	6,2986	1,0995	0,3074	3,253	161,2	496,6	657,8	45,1	451,5	0,1622	161,1	612,7	0,4660	1,1469	1,6129	160
165	7,1414	1,1060	0,2725	3,670	166,4	493,0	659,4	45,4	447,4	0,1850	166,2	613,6	0,4779	1,1256	1,6035	165
170	8,0714	1,1124	0,2431	4,114	171,6	489,4	661,0	45,7	443,7	0,2103	171,4	615,1	0,4898	1,1047	1,5945	170
175	9,0937	1,1192	0,2170	4,608	176,8	485,8	662,6	46,0	439,8	0,2383	176,6	616,4	0,5015	1,0844	1,5859	175
180	10,215	1,1260	0,1945	5,141	182,0	482,2	664,2	46,2	436,0	0,2694	181,8	617,8	0,5132	1,0645	1,5777	180
185	11,443	1,1334	0,1743	5,737	187,3	478,5	665,8	46,5	432,0	0,3030	187,0	619,0	0,5248	1,0448	1,5696	185
190	12,785	1,1407	0,1574	6,353	192,6	474,7	667,3	46,8	427,9	0,3415	192,3	620,2	0,5362	1,0253	1,5615	190
195	14,246	1,1487	0,1417	7,057	197,8	470,8	668,6	47,0	423,8	0,3832	197,4	621,2	0,5476	1,0060	1,5536	195

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4		5	6				7		8		9		10	11	12	13	14		15	16	17		
			Давление абс. р	кг/см ²		жидкости 1000°	кг/м ³	жидкости пара s	кг/м ³	жидкости пара	жидкости пара	жидкости пара	жидкости пара	жидкости пара	жидкости пара					жидкости пара	жидкости пара				жидкости пара	жидкости пара
200	15,834	1,1566	0,1287	7,770	203,1	467,0	670,1	47,3	419,7	0,428	202,7	622,4	0,5590	0,9873	1,5463	2,0										
205	17,560	1,1650	0,1167	8,569	208,5	462,9	671,4	47,5	415,4	0,4791	208,0	623,4	0,5702	0,9684	1,5386	205										
210	19,43	1,173	0,1059	9,443	213,8	458,8	672,6	47,7	411,1	0,5338	213,3	624,4	0,5813	0,9499	1,5312	210										
215	21,45	1,182	0,0963	10,331	219,2	454,6	673,8	47,8	405,8	0,5978	218,6	625,4	0,5924	0,9315	1,5239	215										
220	23,62	1,191	0,0879	11,377	224,6	451,0	675,6	48,0	403,0	0,6558	224,0	627,0	0,6034	0,9148	1,5182	220										
225	25,97	1,201	0,0801	12,481	230,0	445,0	676,0	48,0	398,0	0,7304	229,3	627,3	0,6141	0,8956	1,5100	225										
230	28,48	1,211	0,0736	14,687	235,5	442,0	677,5	48,0	394,0	0,8077	234,7	628,7	0,6252	0,8787	1,5039	230										
235	31,18	1,221	0,06705	14,914	240,8	437,0	677,8	48,0	389,0	0,8916	239,9	628,9	0,6350	0,8602	1,4962	235										
240	34,08	1,232	0,06140	16,287	246,3	433,0	679,3	48,0	385,0	0,9832	245,3	630,3	0,6468	0,8441	1,4909	240										
245	37,17	1,242	0,0565	17,699	251,8	428,0	679,8	48,0	380,0	1,0811	250,7	630,7	0,6573	0,8262	1,4836	245										
250	40,48	1,253	0,0519	19,268	257,3	422,5	679,8	48,0	374,4	1,1878	256,1	630,7	0,6681	0,8078	1,4756	250										
255	44,00	1,263	0,0477	20,964	262,8	417,0	679,8	47,8	369,2	1,3014	261,5	630,7	0,6787	0,7897	1,4684	255										
260	47,76	1,275	0,0436	22,936	268,4	411,0	679,4	47,5	363,5	1,4234	267,0	630,5	0,6892	0,7712	1,4604	260										
265	51,75	1,286	0,0402	24,876	273,9	404,0	677,9	47,1	356,9	1,5586	272,4	629,3	0,6997	0,7509	1,4505	265										
270	55,99	1,296	0,0370	27,027	279,5	398,0	677,5	46,8	351,2	1,6993	277,8	629,0	0,7101	0,7330	1,4431	270										

275	60,50	1,311	0,0342	29,240	285,2	391,0	676,2	46,6	344,4	1,8575	283,4	627,7	0,7204	0,7135	1,4339	275
280	65,27	1,325	0,0314	31,847	290,9	383,0	673,9	46,0	337,0	2,0254	288,9	625,9	0,7308	0,6926	1,4234	280
285	70,34	1,340	0,0289	34,602	296,5	375,0	671,5	45,3	329,7	2,2074	294,3	624,0	0,7410	0,6720	1,4130	285
290	75,71	1,356	0,0264	37,879	302,3	366,0	668,3	44,4	321,6	2,4043	300,0	621,6	0,7512	0,6501	1,4013	290
295	81,39	1,371	0,0244	40,984	308,1	357,0	665,1	43,8	313,2	2,6132	305,5	618,7	0,7613	0,6285	1,3893	295
300	87,41	1,387	0,0224	44,643	314,0	347,0	661,0	42,9	304,1	2,8339	311,2	615,3	0,7716	0,6356	1,3772	300
305	93,74	1,403	0,0205	48,780	320,2	337,0	657,2	41,9	295,1	2,0800	317,1	612,2	0,7805	0,5830	1,3635	305
310	100,42	0,416	0,0188	53,191	326,3	327,0	653,3	40,8	286,2	3,3301	323,0	609,2	0,7906	0,5609	1,3515	310
315	107,46	1,436	0,0173	57,803	333,5	316,0	649,5	40,0	276,0	3,6139	329,9	605,9	0,8010	0,5374	1,3384	315
320	114,86	1,457	0,0159	62,893	340,3	304,0	644,4	38,9	265,1	3,9192	336,4	601,5	0,8120	0,5126	1,3246	320
325	122,66	1,485	0,0145	68,96	347,6	291,0	638,9	37,3	253,7	4,2658	343,4	597,1	0,8232	0,4866	1,3095	325
330	130,89	1,515	0,0131	76,33	355,1	277,0	632,1	35,6	241,4	4,6440	350,5	591,9	0,8345	0,4594	1,2939	330
335	139,51	1,550	0,01195	83,68	363,0	262,0	625,0	34,0	228,1	5,0642	358,0	586,0	0,8468	0,4309	1,2777	335
340	148,60	1,585	0,01075	93,02	372,6	246,0	618,6	31,9	214,1	5,5159	367,1	581,2	0,8619	0,4013	1,2632	340
345	158,1	1,622	0,01972	102,90	381,8	228,0	609,8	29,8	198,2	6,0056	375,8	574,0	0,8770	0,3689	1,2459	345
350	168,1	1,667	0,00870	114,90	391,4	210,0	101,4	27,7	182,3	6,5626	384,9	567,2	0,8931	0,3371	1,2302	350
355	178,6	1,712	0,00770	129,90	401,8	191,0	592,8	25,0	166,0	7,1607	394,6	560,6	0,9089	0,3041	1,2130	355
360	189,6	1,793	0,00667	149,90	413,4	168,0	581,4	21,8	146,2	7,9614	405,5	551,7	0,9279	0,2654	1,1933	360
365	201,3	1,891	0,00581	172,10	426,3	143,0	566,3	58,5	124,5	8,9147	417,4	541,9	0,9485	0,2241	1,1726	365
368	208,7	1,980	0,00520	163,40	437,7	122,0	559,7	15,8	106,2	9,6774	428,2	534,4	0,9619	0,1903	1,1522	368
370	213,7	2,061	0,00474	211,00	447,1	103,0	550,1	13,4	89,6	10,3146	436,8	526,4	0,9783	0,1602	1,1385	370
372	218,9	2,205	0,00420	238,10	459,5	79,0	538,3	10,2	68,8	11,3038	448,2	517,0	0,9980	0,1226	1,1206	372
374	224,2	2,900	0,00290	344,8	499,3	0	499,3	0	0	15,2266	484,1	484,1	1,0560	0	1,0560	374

Таблицы водяного пара по Schüle.

1	2	3	4	5	6	7	8	Температура			10	11	12	13	Энтальпия			16	17
								жид-кости	паро-образован-ния	пол-ная пара					скрытая	внутренняя	жидкости		
Давление abs. p	Температура °C	жидкости 1000-г	сухого пара	Удельный вес су-хого пара γ кг/м ³	д кал	г кал	у кал	внешняя	внутренняя	р кал	Теплота распрям-ления жидкости	жидкости	сухого пара	ед. внутр.	г	ед. внутр.	S _g	Давление abs. p	
0,02	17,2	1,0013	68,28	0,01465	17,2	586,0	603,2	32,0	554,0	—	—	17,2	571,2	2,0193	0,0611	2,0193	2,0804	0,02	
0,04	28,6	1,0040	35,47	0,02819	28,6	580,0	608,6	32,2	540,8	—	—	28,6	575,4	1,9231	0,0976	1,9231	2,0207	0,04	
0,06	35,8	1,0063	24,19	0,04134	35,7	576,2	611,6	34,0	542,2	—	—	35,7	577,9	1,9959	0,1233	1,9959	1,9892	0,06	
0,08	41,15	1,0083	18,45	0,05420	41,1	573,4	614,2	34,7	538,7	—	—	41,1	578,8	1,8252	0,1394	1,8252	1,9648	0,08	
0,10	45,4	1,0100	14,96	0,06631	45,3	571,4	616,7	35,3	536,1	—	—	45,3	581,1	1,7946	0,1539	1,7946	1,9485	0,10	
0,15	53,6	1,0131	10,22	0,09785	53,5	566,6	620,1	36,1	530,5	—	—	53,5	584,0	1,7348	0,1794	1,7348	1,9142	0,15	
0,20	59,7	1,0165	7,80	0,1282	59,6	563,1	622,7	36,6	526,5	—	—	59,6	586,1	1,6925	0,1979	1,6925	1,8904	0,20	
0,25	64,6	1,0195	6,33	0,1580	64,5	560,1	624,6	37,0	523,1	—	—	64,5	587,6	1,6591	0,2126	1,6591	1,8717	0,25	
0,30	68,7	1,0219	5,33	0,1876	68,6	557,9	626,5	37,5	520,4	—	—	68,6	589,0	1,6327	0,2247	1,6327	1,8574	0,30	
0,35	72,3	1,0241	4,62	0,2164	72,2	555,7	627,9	37,8	517,9	—	—	72,2	590,1	1,6093	0,2352	1,6093	1,8445	0,35	
0,40	75,4	1,0260	4,062	0,2462	75,3	553,9	629,2	38,1	515,8	—	—	75,3	591,1	1,5898	0,2443	1,5898	1,8341	0,40	
0,45	78,2	1,0278	3,630	0,2755	78,1	552,2	630,3	38,3	513,9	—	—	78,1	592,0	1,5723	0,2523	1,5723	1,8246	0,45	
0,50	80,9	1,0296	3,290	0,3039	80,8	550,4	621,2	38,5	511,9	—	—	80,8	592,7	1,5552	0,2600	1,5552	1,8152	0,50	
0,60	85,45	1,0327	2,755	0,3603	85,4	547,2	632,6	39,0	508,2	—	—	85,4	593,6	1,5265	0,2682	1,5265	1,7947	0,60	
0,70	89,4	1,0355	2,400	0,4167	89,4	544,6	634,0	39,3	505,3	—	—	86,4	594,7	1,5027	0,2839	1,5027	1,7866	0,70	
0,80	93,0	1,0381	2,115	0,4728	93,0	542,5	635,4	39,6	502,9	—	—	93,0	595,7	1,4822	0,2939	1,4822	1,7661	0,80	
0,90	96,2	1,0405	1,900	0,5263	96,2	540,6	636,8	40,0	500,6	—	—	96,2	596,8	1,4642	0,3027	1,4642	1,7669	0,90	

1.00	99.1	1,0426	1,721	0,5811	99.1	538.8	637.9	40.3	498.5	0.0244	99.1	597.6	0.3106	1,4480	1,7386	1.00
1.20	104.25	1,0467	1,451	0,6892	104.3	535.7	640.0	40.7	495.0	0,0294	104.4	599.1	0,3246	1,4800	1,7446	1.20
1.40	108.7	1,0503	1,258	0,7949	108.8	532.9	641.7	41.2	461.7	0,0344	108.8	600.5	0,3364	1,8961	1,7325	1.40
1.60	112.7	1,0535	1,108	0,9025	112.8	530.4	643.2	41.6	488.8	0,0394	112.8	601.6	0,3471	1,8752	1,7223	1.60
1.80	116.3	1,0563	0,993	1,0070	116.5	528.0	644.5	41.9	481.1	0,0445	116.5	602.6	0,3567	1,3563	1,7120	1.80
2.00	119.6	1,0589	0,902	1,1090	119.9	525.7	645.6	42.2	483.5	0,0496	119.9	603.4	0,3651	1,7007	1,7007	2.00
2.50	126.8	1,0650	0,735	1,3610	127.3	520.3	647.5	42.9	477.4	0,0623	127.2	604.6	0,3837	1,3014	1,6851	2.50
3.00	132.9	1,0705	0,6190	1,6150	133.4	516.1	649.5	43.4	472.7	0,0725	133.4	606.1	0,3993	1,2715	1,6708	3.00
3.50	138.2	1,0775	0,5335	1,874	138.7	512.3	651.0	43.7	466.6	0,0852	138.7	607.3	0,4125	1,2459	1,6584	3.50
4.00	142.9	1,0803	0,4710	2,123	143.8	508.7	652.5	44.1	464.6	0,1012	143.8	708.4	0,4242	4,2234	1,6473	4.00
4.50	147.2	1,0848	0,4220	2,373	148.1	505.8	653.9	44.4	461.6	0,1143	148.1	609.7	0,4349	1,2037	1,6386	4.50
5.00	151.1	1,0890	0,3823	2,616	152.0	503.2	655.2	44.7	458.5	0,1275	151.9	610.4	0,4444	1,1865	1,6305	5.00
5.50	154.7	1,0933	0,3494	2,862	155.7	500.6	656.3	44.9	455.7	0,1408	155.6	611.3	0,4531	1,1704	1,6235	5.50
6.00	158.1	1,0973	0,3218	3,107	159.3	498.0	657.3	45.1	452.9	0,1542	159.2	612.1	0,4614	1,1552	1,6166	6.00
6.50	161.2	1,1011	0,2983	3,352	162.4	495.9	658.3	45.3	450.6	0,1676	162.3	612.9	0,4688	1,1421	1,6109	6.50
7.00	164.2	1,1049	0,2778	3,600	165.5	493.8	659.3	45.5	448.3	0,1811	165.3	613.6	0,4763	1,1295	1,6058	7.00
7.50	167.0	1,1085	0,2608	3,834	168.5	491.6	660.1	45.7	445.9	0,1947	168.3	614.2	0,4827	1,1173	1,6000	7.50
8.00	169.0	1,1119	0,2450	4,082	171.2	489.7	660.9	45.8	443.9	0,2083	171.0	614.9	0,4874	1,1079	1,5953	8.00
8.50	172.2	1,1153	0,2318	4,314	173.9	487.8	661.7	45.9	441.9	0,2220	173.7	615.6	0,4985	1,0937	1,5943	8.50
9.00	174.6	1,1186	0,2194	4,537	176.4	486.1	662.5	46.0	440.1	0,2357	176.2	616.3	0,5065	1,0860	1,5865	9.00
9.50	176.9	1,1208	0,2080	4,808	178.6	484.5	663.2	46.1	438.4	0,2493	178.4	616.8	0,5090	1,0769	1,5829	9.50
10.00	179.1	1,1246	0,1980	5,050	181.2	482.6	663.8	46.2	436.4	0,2634	181.0	617.6	0,5111	1,0674	1,5785	10.00
10.50	181.2	1,1278	0,1896	5,274	183.3	481.2	664.5	46.4	434.8	0,2773	183.0	617.8	0,5160	1,0594	1,5754	10.50
11.00	183.2	1,1308	0,1815	5,510	185.4	479.8	665.2	46.5	433.3	0,2913	185.1	618.4	0,5206	1,0517	1,5723	11.00
11.50	185.2	1,1337	0,1740	5,747	187.5	478.3	665.8	46.6	431.7	0,3053	187.1	618.9	0,5259	1,0439	1,5698	11.50
12.00	187.1	1,1364	0,1668	5,995	189.5	476.9	666.4	46.6	430.3	0,3193	189.2	619.5	0,5295	1,0365	1,5666	12.00
12.50	189.0	1,1382	0,1607	6,223	191.6	475.5	667.1	46.7	428.8	0,3345	191.3	620.1	0,5339	1,0292	1,5631	12.50
13.00	190.8	1,1419	0,1544	6,477	193.4	474.1	667.5	46.8	427.3	0,3510	193.1	620.4	0,5380	1,0222	1,5602	13.00
13.50	192.5	1,1447	0,1492	6,702	195.2	472.8	668.0	46.9	425.9	0,3619	194.9	620.8	0,5420	1,0156	1,5576	13.50
14.00	194.2	1,1474	0,1442	6,935	197.0	471.4	668.4	47.0	424.4	0,3762	196.6	621.0	0,5458	1,0090	1,5548	14.00
14.50	195.8	1,1500	0,1395	7,169	198.7	470.1	668.8	47.1	423.0	0,3905	198.3	621.3	0,5494	1,0037	1,5521	14.50
15.00	197.4	1,1525	0,1350	7,407	200.4	468.9	669.3	47.2	421.7	0,4049	200.0	621.7	0,5532	0,9968	1,5500	15.00
16.00	200.5	1,1560	0,1272	8,862	203.7	466.6	670.3	47.3	419.3	0,4332	203.3	622.6	0,5601	0,6954	1,5455	16.00

Таблица II (продолжение)

1	2	3	4		5	6	7	8	Т е м п е р а т у р а			10	11	12	13	Э н т р о п и я			16	17
			жидкости 1 000 м ³ /кг	сухого пара s м ³ /кг					жид- кости q кал	паро- обра- зона- ния r кал	поп- лая сухого пара y кал					внешняя Ав кал	скрытая внутренняя р кал	Температура расш- рения жидкости Авс кал		
Давление абс. p кг/см ²	Температура °С	Давление абс. p кг/см ²																		
17,00	203,4	1,1630	0,1203	8,312	206,8	464,1	670,9	47,5	416,6	0,4637	206,4	623,0	0,5666	0,9742	1,5408	17,00				
18,00	206,2	1,1670	0,1140	8,772	209,8	461,8	671,6	47,6	414,2	0,1919	209,3	623,5	0,5729	0,9637	1,5366	18,00				
19,00	208,9	1,1710	0,1186	9,208	212,7	459,5	672,2	47,8	411,7	0,5211	212,2	623,9	0,5789	0,9535	1,5324	19,00				
20,00	211,45	1,1760	0,1035	9,662	215,4	457,4	672,8	47,8	409,6	0,5538	214,9	624,5	0,5846	0,9442	1,5288	20,00				
21,00	213,9	1,1800	0,0985	10,150	218,0	455,3	673,3	47,8	407,5	0,6803	217,4	624,9	0,5900	0,9351	1,5251	21,00				
22,00	216,3	1,1840	0,0942	10,62	220,6	453,3	673,9	47,9	405,4	0,6100	220,01	625,41	0,5953	0,9264	1,5217	22,00				
23,00	218,6	1,1890	0,0901	11,10	223,1	451,4	674,5	47,9	403,5	0,6404	222,48	625,98	0,6003	0,9182	1,5185	23,00				
24,00	220,8	1,1930	0,0864	11,57	225,5	449,5	675,0	47,9	401,6	0,6705	224,85	626,45	0,6052	0,9103	1,5155	24,00				
25,00	223,0	1,1970	0,0829	12,06	227,9	447,7	675,6	47,9	399,8	0,7008	227,22	627,02	0,6100	0,9026	1,5125	25,00				
26,00	225,1	1,2010	0,0799	12,516	230,1	446,0	676,0	47,9	398,0	0,7313	229,33	627,39	0,6146	0,8956	1,5102	26,00				
27,00	227,0	1,2050	0,0771	12,970	232,3	444,5	677,0	48,0	396,0	0,7619	231,55	627,55	0,6187	0,8890	1,5077	27,00				
28,00	229,1	1,2090	0,0744	13,441	234,45	443,0	677,0	48,0	395,0	0,7928	233,66	628,66	0,6233	0,8823	1,5056	28,00				
29,00	231,0	1,2130	0,0719	13,908	236,5	441,0	678,0	48,0	393,0	0,8238	235,68	628,68	0,6274	0,8750	1,5024	29,00				
30,00	232,9	1,2160	0,0696	14,368	238,6	439,0	678,0	48,0	391,0	0,8543	237,75	628,75	0,6315	0,8678	1,4993	30,00				
32,00	236,5	1,2230	0,0653	15,314	242,5	436,0	679,0	48,0	388,0	0,9165	241,58	629,58	0,6393	0,8557	1,4950	32,00				
34,00	239,9	1,2300	0,0615	16,260	246,2	433,0	679,0	48,0	385,0	0,9794	245,22	630,22	0,6466	0,8443	1,4909	34,00				
36,00	243,1	1,2360	0,0582	17,182	249,8	429,5	679,0	48,0	381,5	1,0421	248,76	631,26	0,6534	0,8322	1,4856	36,00				
38,00	246,3	1,2430	0,0552	18,116	253,4	426,0	679,0	48,0	378,0	1,1062	252,30	630,30	0,6602	0,8203	1,4805	38,00				
40,00	249,3	1,2500	0,0524	19,081	257,0	422,5	680,0	48,0	374,5	1,1709	255,85	630,35	0,6666	0,8089	1,4755	40,00				

42,00	252.2	1,2560	0,0499	20,040	260,0	419,5	680,0	47,9	372,0	1,2354	258,76	630,76	0,6728	0,7987	1,4715	42,00
44,00	255,0	1,2620	0,0476	21,008	263,0	416,5	680,0	47,8	369,0	1,3004	261,70	630,70	0,6787	0,7888	1,4675	44,00
46,00	257,7	1,2690	0,0456	21,930	266,0	413,5	680,0	47,7	366,0	1,3671	264,64	630,64	0,6844	0,7792	1,4636	46,00
48,00	260,3	1,27,0	0,0435	22,988	268,9	410,5	679,0	47,5	363,0	1,4332	267,47	630,47	0,6898	0,7697	1,4595	48,00
50,00	262,8	1,2810	0,0416	24,038	271,8	407,5	679,0	47,3	360,0	1,5000	270,30	630,30	0,6657	0,7605	1,4662	50,00
55,00	268,8	1,2950	0,0377	26,525	279,0	398,4	678,3	46,9	352,4	1,6680	277,36	629,76	0,7076	0,7353	1,4429	55,00
60,00	274,5	1,3090	0,0346	28,902	285,3	392,0	677,0	46,6	345,0	1,8393	283,48	628,48	0,7194	0,7160	1,4354	60,00
65,00	279,7	1,3230	0,0316	31,646	291,0	384,0	675,0	46,0	338,0	2,0139	289,01	627,01	0,7301	0,6948	1,4249	65,00
70,00	284,7	1,3360	0,0290	32,483	297,0	376,0	673,0	45,3	331,0	2,1901	294,83	625,83	0,7404	0,6742	1,4152	70,00
75,00	289,4	1,3490	0,0267	37,453	302,0	368,0	670,0	44,5	323,5	2,3692	299,64	623,14	0,7500	0,6543	1,4043	75,00
80,00	293,8	1,3620	0,0247	40,486	307,6	360,0	668,0	43,7	316,0	2,5517	305,07	621,07	0,7590	0,6361	1,3941	80,00
85,00	298,0	1,3730	0,0230	43,478	312,6	352,0	665,0	43,0	309,0	2,7331	309,89	618,89	0,7676	0,6165	1,3811	85,00
90,00	302,0	1,3880	0,0215	46,512	316,7	344,0	661,0	42,3	302,0	2,9255	313,80	615,80	0,7757	0,5983	1,3740	90,00
95,00	306,0	1,4030	0,0202	49,505	321,0	366,0	657,5	41,8	293,0	3,1214	317,90	610,90	0,7822	0,5803	1,3625	95,00
100,00	309,7	1,4180	0,0189	52,910	326,4	328,0	654,0	41,0	287,0	3,3208	323,10	610,10	0,7900	0,5629	1,3529	100,00
110,00	316,7	1,4460	0,0168	59,524	335,6	312,0	648,0	39,6	272,0	3,7250	331,90	603,90	0,8048	0,5291	1,3339	110,00
120,00	323,2	1,4800	0,0150	66,670	344,6	296,0	640,0	38,0	258,0	4,1592	340,36	598,36	0,8196	0,4965	1,3161	120,00
130,00	329,5	1,5200	0,0133	75,19	354,0	279,0	633,0	36,1	243,0	4,6276	349,40	592,40	0,8332	0,4631	1,2963	130,00
140,00	335,3	1,5560	0,0118	84,74	363,6	261,0	625,0	33,7	228,0	5,1016	358,52	586,52	0,8475	0,4291	1,2768	140,00
150,00	340,7	1,5920	0,0106	94,34	373,8	214,0	618,0	31,6	212,0	5,5925	368,23	580,23	0,8614	0,3976	1,2620	150,00
160,00	345,9	1,6310	0,0095	105,30	383,6	226,0	610,0	29,5	196,5	6,1115	377,51	574,01	0,8800	0,3652	1,2452	160,00
170,00	350,9	1,6800	0,0085	117,60	393,4	207,0	601,0	27,2	180,0	6,6885	386,72	566,72	0,9318	0,3318	1,2228	170,00
180,00	355,6	1,7300	0,0075	131,60	403,2	188,0	591,0	24,8	163,0	7,2927	395,93	558,93	0,9110	0,2991	1,2101	180,00
190,00	360,2	1,7900	0,0067	149,20	414,0	168,0	582,0	21,5	146,0	7,9649	406,06	552,06	0,9286	0,2653	1,1939	190,00
200,00	364,4	1,8800	0,0059	169,50	425,8	146,0	572,0	18,8	127,0	8,8056	417,02	544,02	0,9462	0,2291	1,1753	200,00
210,00	368,5	2,000	0,00507	197,20	441,1	117,0	568,0	15,1	102,0	9,8361	431,59	533,59	0,9642	0,1824	1,1466	210,00
220,00	372,4	2,2850	0,00403	248,1	464,0	69,0	553,0	9,0	60,0	11,7728	452,25	512,25	1,0022	0,1069	1,1091	220,00
224,20	374,0	2,900	0,00290	344,8	499,3	0	499,3	0	0	15,2262	484,10	484,10	1,0560	0	1,0560	224,20

Таблицы водяного пара R. Mollier

1	2	3		4	5	6			8	9		10	11	12		13	14		15	16
		Удельн. объем				Энтропия		Теплоемер- жание		Теплота испарения				Внутренняя энергия			Температура °C			
Температура °C	Давление насыщ. абс. p кг/см ²	жидкости м ³ /кг	сухого пара м ³ /кг	Удельн. вес сухого пара γ кг/м ³	жидкости ε ед. энтр.	сухого пара Σ ед. энтр.	испарения I ед. энтр.	жидкости I' кал	сухого пара I'' кал	полная I кал	внутренняя r кал	внешняя A р кал	жидкости U' кал	сухого пара U'' кал	Температура °C					
0	0,0062	0,0010	206,5	0,00484	0	2,1800	2,1800	0	595,0	595,0	564,9	30,1	0	564,0	0					
5	0,0089	0,0010	147,1	0,00680	0,0182	2,1493	2,1311	5,0	597,3	592,3	561,6	30,70	5,0	566,6	5					
10	0,0125	0,0010	106,4	0,00940	0,0361	2,1200	2,0839	10,0	599,6	589,6	558,4	31,20	10,0	568,4	10					
15	0,0174	0,0010	77,9	0,01283	0,0536	2,0920	2,0384	15,0	602,0	587,0	555,3	31,74	15,0	570,3	15					
20	0,0238	0,0010	57,8	0,01729	0,0708	2,0652	1,9944	20,0	604,3	584,3	552,0	32,29	20,0	572,0	20					
25	0,0323	0,0010	43,40	0,02304	0,0877	2,0395	1,9519	25,0	606,6	581,6	548,8	32,83	25,0	573,8	25					
30	0,0433	0,0010	32,93	0,03036	0,1043	2,0151	1,9108	30,0	608,9	578,9	545,5	33,37	30,0	575,5	30					
35	0,0573	0,0010	25,25	0,03960	0,1207	1,9916	1,8709	35,0	611,2	576,2	542,3	33,91	35,0	577,3	35					
40	0,0752	0,0010	19,55	0,05114	0,1367	1,9691	1,8324	40,0	613,5	583,5	539,1	34,44	40,0	579,1	40					
45	0,0977	0,0010	15,28	0,06543	0,1526	1,9475	1,7949	45,0	615,7	570,7	535,7	34,98	45,0	580,7	45					
50	0,1258	0,0010	12,054	0,0830	0,1682	1,9268	1,7586	50,0	618,0	568,0	532,5	35,50	50,0	582,5	50					
55	0,1605	0,0010	9,589	0,1043	0,1835	1,9070	1,7235	55,0	620,2	565,2	529,2	36,03	55,0	584,2	55					
60	0,2031	0,0010	7,687	0,1301	0,1986	1,8880	1,6894	60,0	622,5	562,5	525,9	36,55	60,0	585,9	60					
65	0,2550	0,0010	6,209	0,1611	0,2136	1,8696	1,6560	65,0	624,7	559,7	522,6	37,07	65,0	587,6	65					

70	0,3177	0,0010	5,052	0,1979	0,2283	1,8519	1,6236	70,0	626,8	556,8	519,2	37,58	70,0	589,2	70
75	0,393	0,0010	4,139	0,2416	0,2427	1,8348	1,5921	75,0	629,0	554,0	515,9	38,09	75,0	590,9	75
80	0,483	0,0010	3,414	0,2929	0,2570	1,8184	1,5614	80,0	631,1	551,2	512,6	38,59	80,0	592,6	80
85	0,590	0,0010	2,832	0,3531	0,2711	1,8025	1,5314	85,0	633,2	548,2	509,1	39,08	85,0	594,1	85
90	0,715	0,0010	2,365	0,4229	0,2848	1,7873	1,5025	90,0	635,3	545	505,7	30,57	90,0	595,7	90
95	0,862	0,0010	1,985	0,5039	0,2986	1,7724	1,4738	95,0	637,4	542,4	502,4	40,04	95,5	597,4	95
100	1,033	0,0010	1,675	0,5970	0,3121	1,7582	1,4461	100,0	639,4	539,4	498,9	40,51	100,0	598,9	100
105	1,232	0,0010	1,421	0,7036	0,3255	1,7443	1,4188	105,1	641,3	536,3	495,2	40,97	105,1	600,3	105
110	1,461	0,0010	1,212	0,8254	0,3388	1,7309	1,3922	110,1	643,3	533,2	491,7	41,42	110,1	601,8	110
115	1,724	0,0010	1,033	0,9635	0,3519	1,7180	1,3650	115,2	645,2	530,0	488,1	41,87	115,2	603,3	115
120	2,025	0,0010	1,893	1,1199	0,3649	1,7053	1,3404	120,3	647,0	526,7	484,4	42,29	120,2	604,7	120
125	2,367	0,0011	0,7715	1,296	0,3178	1,6931	1,3153	125,4	648,8	523,4	480,8	42,71	125,3	606,1	125
130	2,755	0,0011	0,6693	1,494	0,3005	1,6812	1,2907	130,5	650,6	520,1	477,0	43,11	130,4	607,4	130
135	3,192	0,0011	0,5831	1,715	0,4031	1,6696	1,2666	135,6	652,3	516,7	473,2	43,51	135,5	608,7	135
140	3,685	0,0011	0,5096	1,926	0,4155	1,6583	1,2427	140,7	653,9	513,2	469,3	43,88	140,6	610,0	140
145	4,238	0,0011	0,4469	2,238	0,4279	1,6472	1,2194	145,9	655,5	509,6	465,4	44,24	145,8	611,2	145
150	4,855	0,0011	0,3933	2,543	0,4401	1,6361	1,1963	151,0	657,0	506,0	461,4	44,51	150,9	612,3	150
155	5,542	0,0011	0,3472	2,880	0,4522	1,6257	1,1737	156,2	658,5	502,3	457,4	44,92	156,1	613,4	155
160	6,303	0,0011	0,3075	3,252	0,4642	1,6156	1,1514	161,4	659,9	498,5	453,2	45,23	161,2	614,5	160
165	7,147	0,0011	0,2731	3,112	0,4761	1,6054	1,1292	166,6	661,2	494,6	449,1	45,53	166,4	615,5	165
170	8,080	0,0011	0,2431	4,113	0,4879	1,5954	1,1075	171,8	662,4	490,6	444,8	45,79	171,6	616,4	170
175	9,10	0,0011	0,2171	4,605	0,4996	1,5856	1,0860	177,1	663,5	486,5	440,4	46,05	176,8	617,2	175
180	10,23	0,0011	0,1944	5,145	0,5112	1,5760	1,0648	182,3	664,6	482,3	436,0	46,27	182,0	618,0	180
185	11,45	0,0011	0,1744	5,734	0,5227	1,5665	1,0438	187,6	665,5	477,9	431,5	46,48	187,3	618,7	185

Таблица III (продолжение)

1	2	3	4	5	6			8	9		11	12	13	14		16
					жидкости	сухого пара	с ед. энтр.		жидкости	сухого пара				полная	внутренняя	
Температура °С	Плавящие вещества обс. р кг/см³	Удельный объем		Удельный вес сухого пара γ кг/м³				Энтропия			Теплоемкость		Теплота испарения			Внутренняя энергия
		жидкости	сухого пара		сухого пара	с ед. энтр.	с ед. энтр.	жидкости	сухого пара	жидкости	сухого пара	жидкости	сухого пара	жидкости	сухого пара	жидкости
190	12,80	0,0011	0,1568	6,378	0,5343	1,5570	1,0228	192,9	666,4	473,5	426,8	46,66	192,5	619,4	190	
195	14,26	0,0012	0,1413	7,078	0,5455	1,5476	1,0022	198,2	667,1	468,9	422,1	46,81	197,8	619,9	195	
200	15,85	0,0012	0,1276	7,840	0,5567	1,5383	0,9816	203,2	667,7	464,2	417,3	46,93	203,2	620,4	200	
205	17,58	0,0012	0,1154	8,667	0,5679	1,5291	0,9912	208,9	668,2	459,3	412,3	47,02	208,4	620,7	205	
210	19,55	0,0012	0,1045	9,567	0,5790	1,5198	0,9408	214,3	668,6	454,4	407,3	47,08	213,8	621,1	210	
215	21,48	0,0012	0,0949	10,540	0,5901	1,5107	0,9206	219,7	668,9	449,2	402,1	47,11	219,1	621,2	215	
220	23,66	0,0012	0,0862	11,600	0,6010	1,5015	0,9005	225,1	669,0	443,9	396,3	47,11	224,5	621,2	220	
225	26,00	0,00121	0,07850	12,74	0,6118	1,4923	0,8805	230,6	669,0	438,4	391,3	47,07	229,9	621,2	225	
230	28,53	0,00122	0,07155	13,98	0,6227	1,4831	0,8604	236,1	668,8	432,7	385,7	46,99	235,3	621,0	230	
235	31,23	0,00123	0,06580	15,31	0,6335	1,4738	0,8404	241,6	668,4	426,8	380,0	46,86	240,7	620,7	235	
240	34,13	0,00124	0,05961	16,76	0,6442	1,4646	0,8204	247,1	668,0	420,6	374,1	46,71	246,2	620,2	240	
245	37,24	0,00125	0,05458	18,32	0,6548	1,4552	0,8004	252,7	667,3	414,5	368,0	46,51	251,6	619,6	245	
250	40,55	0,00126	0,04998	20,01	0,6654	1,4458	0,7804	258,3	666,4	408,1	361,8	46,26	257,1	619,0	250	
255	44,08	0,00127	0,04579	21,84	0,6759	1,4363	0,7604	264,0	665,4	401,4	355,5	45,96	262,7	618,1	255	
260	47,85	0,00128	0,04199	23,82	0,6864	1,4267	0,7403	269,6	664,2	394,5	348,9	45,62	268,2	617,1	260	

265	51,86	0,00130	0,03854	25,95	0,6968	1,4170	0,7202	275,3	662,7	387,4	342,2	45,24	273,8	615,9	265
270	56,11	0,00131	0,03538	28,27	0,7072	1,4073	0,7001	281,8	661,2	380,1	335,3	44,77	279,4	614,7	270
275	60,63	0,00133	0,03251	30,76	0,7176	1,3974	0,6798	286,9	659,4	372,5	328,2	44,27	285,0	613,2	275
280	65,42	0,00134	0,02988	33,47	0,7278	1,3837	0,6595	292,7	657,3	364,6	320,9	43,73	290,6	611,5	280
285	70,49	0,00136	0,02746	36,42	0,7381	1,3772	0,6391	298,5	655,1	356,5	315,5	43,09	296,3	609,8	285
290	75,88	0,00138	0,02525	39,60	0,7483	1,3688	0,6185	304,4	652,6	348,1	305,7	42,42	302,0	607,7	290
295	81,58	0,00140	0,02321	43,09	0,7585	1,3552	0,5977	310,4	649,8	339,5	297,8	41,67	307,7	605,5	295
300	87,6	0,00142	0,02131	46,93	0,7690	1,3454	0,5763	316,6	646,8	330,2	289,4	40,83	313,9	603,3	300
305	94,0	0,00144	0,01958	51,06	0,7797	1,3345	0,5548	322,9	643,6	320,7	280,7	39,94	319,7	600,5	305
310	100,7	0,00146	0,01799	55,59	0,7904	1,3234	0,5330	329,3	640,1	310,8	271,8	38,98	325,9	597,7	310
315	107,8	0,00149	0,01652	60,53	0,8014	1,3122	0,5108	336,0	636,4	300,3	262,4	37,94	332,3	594,7	315
320	115,2	0,00152	0,01516	65,95	0,8128	1,3009	0,4881	343,0	632,5	289,5	252,7	36,81	339,0	591,6	320
325	123,0	0,00155	0,01391	71,92	0,8241	1,2891	0,4659	350,0	628,1	278,1	242,5	35,60	345,6	588,1	325
330	131,3	0,00158	0,01273	78,53	0,8360	1,2772	0,4412	357,5	623,5	266,0	231,8	34,28	352,6	484,3	330
335	139,9	0,00162	0,01165	85,84	0,8482	1,2651	0,4169	365,2	618,7	253,5	220,6	32,88	359,9	580,5	335
340	149,0	0,00166	0,01064	93,98	0,8608	1,2526	0,3918	373,3	613,5	240,2	208,8	31,35	367,5	576,4	340
345	158,6	0,00171	0,00970	103,10	0,8735	1,2391	0,3667	381,7	607,7	226,0	196,3	29,67	375,4	571,7	345
350	168,6	0,00176	0,00879	113,8	0,8874	1,2256	0,3376	390,8	601,1	210,3	182,6	27,76	383,8	566,4	350
355	179,2	0,00183	0,00784	127,6	0,9032	1,2091	0,3059	401,0	593,1	192,1	166,7	25,41	393,4	560,1	355
360	190,3	0,00191	0,00696	143,6	0,9214	1,1906	0,2692	413,0	583,4	170,4	147,9	22,52	404,5	552,4	360
365	202,0	0,00204	0,00598	167,2	0,9450	1,1670	0,2220	428,5	570,1	141,6	123,1	18,56	418,9	542,0	365
370	214,5	0,00226	0,00481	207,9	0,9791	1,1327	0,1536	451,0	549,8	98,8	86,0	12,80	439,7	525,7	370
374	225,0	0,00310	0,00310	322,6	1,0558	1,0558	0	501,1	501,1	0	0	0	484,8	484,8	374

ТАБЛИЦЫ ВОДЯНОГО ПАРА R. Mollier

1	2	3		4	5	6			9	10			12	13	14		15	16
		Удельный объем				жидкости v м ³ /кг	сухого пара v ср. энтр.	Энтродпия		жидкости i' ккал	сухого пара i ккал	Теплоиспарения			жидкости U ккал	сухого пара U ккал		
Давление абс. р кг/см ²	Температура насыщ. °С	жидкости v м ³ /кг	сухого пара v м ³ /кг	Дельта. вес сухого пара γ кг/кг	жидкости s ср. энтр.			сухого пара S ср. энтр.	испарения $\frac{T}{T}$ ср. энтр.			жидкости i' ккал	сухого пара i ккал	полная r ккал			внутренняя r ккал	внешняя l ккал
0,01	6,6	0,0010	131,60	0,00760	0,0239	2,1395	2,1156	6,6	598,0	591,4	560,6	30,83	6,6	576,2	0,01			
0,015	12,7	0,0010	89,64	0,01116	0,0453	2,1048	2,0595	12,7	600,9	588,2	556,7	31,49	12,7	569,4	0,015			
0,020	17,1	0,0010	68,27	0,01465	0,0609	2,0803	2,0194	17,1	602,9	585,8	553,8	31,98	17,1	571,0	0,020			
0,025	20,7	0,0010	55,28	0,01809	0,0722	2,0514	1,9883	20,7	604,6	583,9	551,5	32,37	20,7	572,3	0,025			
0,03	23,7	0,0010	46,53	0,02149	0,0833	2,0460	1,9827	23,7	606,0	582,3	549,6	32,69	23,7	573,2	0,03			
0,04	26,6	0,0010	35,46	0,02820	0,0996	2,0219	1,9223	26,6	608,2	579,6	546,4	33,22	26,6	573,0	0,04			
0,05	32,5	0,0010	28,73	0,03481	0,1125	2,0032	1,8907	32,5	610,0	577,5	543,9	33,64	32,5	576,4	0,05			
0,06	35,8	0,0010	24,19	0,04133	0,1232	1,9880	1,8648	35,8	611,5	575,8	541,8	33,99	35,8	577,6	0,06			
0,08	41,1	0,0010	18,45	0,05420	0,1403	1,9642	1,8239	41,1	614,0	572,8	538,3	34,56	41,1	579,4	0,08			
0,10	45,4	0,0010	14,96	0,06686	0,1539	1,9458	1,7919	45,4	616,9	570,5	535,5	35,02	45,4	580,9	0,10			
0,12	49,0	0,0010	12,60	0,07933	0,1652	1,9308	1,7657	49,0	617,6	568,5	533,1	35,40	49,0	582,2	0,12			
0,15	53,6	0,0010	10,22	0,09789	0,1722	1,9126	1,7334	53,6	619,6	566,0	530,1	35,88	53,6	583,7	0,15			
0,20	59,7	0,0010	7,797	0,1283	0,1976	1,8892	1,6916	59,7	622,3	562,7	526,1	36,52	59,7	585,8	0,20			
0,25	64,6	0,0010	6,325	0,1581	0,2122	1,8712	1,6589	64,6	624,5	559,9	522,9	37,02	64,0	587,4	0,25			
0,30	68,7	0,0010	5,331	0,1876	0,2244	1,8567	1,6223	68,7	626,3	557,6	520,2	37,45	68,7	588,8	0,30			
0,35	72,3	0,0010	4,614	0,2167	0,2348	1,8441	1,6093	72,3	627,8	555,6	517,8	37,81	72,3	590,0	0,35			
0,40	75,4	0,0010	4,072	0,2456	0,2439	1,8334	1,5885	75,4	629,2	553,8	515,6	38,13	75,4	591,1	0,40			

0.50	80.9	0.0010	3,304	0.3027	0.2595	1,8156	1,5562	80.9	631.5	550.6	512.0	38.67	80.9	592.8	0.50
0.60	85.5	0.0010	2,785	0.3590	0.2723	1,8011	1,5268	85.5	633.4	548.0	508.9	39.12	85.5	594.3	0.60
0.70	89.5	0.0010	2,411	0.4147	0.2834	1,7889	1,5055	89.5	635.1	545.6	506.1	39.51	89.5	595.6	0.70
0.80	93.0	0.0010	2,128	0.4699	0.2931	1,7783	1,4852	93.0	636.5	543.6	503.7	39.84	93.0	596.7	0.80
0.90	96.2	0.0010	1,903	0.5246	0.3018	1,7690	1,4672	96.2	637.8	541.7	501.5	40.15	96.2	597.7	0.90
1.00	99.1	0.0010	1,727	0.5790	0.3095	1,7607	1,4511	99.1	659.0	539.9	499.5	40.42	99.1	598.6	1.00
1.10	101.8	0.0010	1,580	0.6329	0.3168	1,7532	1,4364	101.8	640.1	538.3	497.6	40.68	101.8	599.4	1.10
1.20	104.2	0.0010	1,457	0.6865	0.3235	1,7461	1,4229	104.3	641.1	536.7	495.8	40.91	104.3	600.1	1.2
1.30	106.6	0.0010	1,352	0.7399	0.3297	1,7401	1,4105	106.6	642.0	535.3	494.2	41.12	106.6	600.8	1.3
1.4	108.7	0.0010	1,261	0.7931	0.3354	1,7343	1,3989	108.9	642.8	533.9	492.6	41.31	108.8	601.5	1.4
1.5	110.8	0.0010	1,182	0.846	0.3408	1,7289	1,3880	110.9	643.6	532.7	491.3	41.49	110.9	602.1	1.5
1.6	112.7	0.0010	1,113	0.898	0.3460	1,7238	1,3778	112.9	644.3	531.4	489.7	41.67	112.9	602.6	1.6
1.8	116.3	0.0010	0.997	1.003	0.3554	1,7146	1,3596	116.6	645.7	529.1	487.1	41.98	116.5	603.7	1.8
2.0	119.6	0.0010	0.903	1.107	0.3639	1,7063	1,4424	119.9	746.9	527.0	284.7	42.26	119.8	604.6	2.0
2.2	122.6	0.0010	0.826	1.210	0.3717	1,6988	1,3271	123.0	648.0	525.0	482.5	42.51	122.9	605.4	2.2
2.4	125.5	0.0011	0.7616	1.313	0.3789	1,6920	1,3131	125.8	649.0	523.1	480.4	42.75	125.8	606.2	2.4
2.6	128.1	0.0011	0.7066	1.415	0.3856	1,6857	1,3001	128.5	649.9	521.4	478.4	42.96	128.5	606.9	2.6
2.8	130.5	0.0011	0.6592	1.517	0.3919	1,6789	1,2880	131.0	650.8	519.7	476.6	43.16	131.0	607.5	2.8
3.0	132.0	0.0011	0.6180	1.618	0.3977	1,6745	1,2767	133.4	651.6	518.1	474.8	43.34	133.3	608.1	3.0
3.2	135.1	0.0011	0.5817	1.719	0.4033	1,6694	1,2661	135.7	652.3	516.6	473.1	43.51	135.6	608.7	3.2
3.4	137.2	0.0011	0.5495	1.832	0.4085	1,6646	1,2561	137.8	653.0	515.2	471.0	43.67	137.7	609.2	3.4
3.6	139.2	0.0011	0.5208	1.920	0.4135	1,6601	1,2466	139.9	653.7	513.8	470.0	43.82	139.8	609.7	3.6
3.8	141.1	0.0011	0.4951	2.020	0.4182	1,6558	1,2376	141.8	654.3	512.4	468.5	43.96	141.7	610.2	3.8
4.0	142.9	0.0011	0.4718	2.120	0.4227	1,6518	1,2291	143.7	654.9	511.1	467.0	44.09	143.6	610.7	4.0
4.5	147.2	0.0011	0.4224	2.368	0.4333	1,6425	1,2092	148.1	656.2	508.0	463.6	44.40	148.0	611.7	4.5
5.0	151.1	0.0011	0.3825	2.614	0.4428	1,6341	1,1923	152.2	657.3	505.2	460.5	44.66	152.0	612.6	5.0
5.5	154.7	0.0011	0.3497	2.860	0.4515	1,6265	1,1750	155.9	658.4	502.5	457.6	44.90	155.8	613.4	5.5
6.0	158.1	0.0011	0.3222	3.104	0.4596	1,6195	1,1599	159.4	659.3	499.9	454.8	45.12	159.2	614.1	6.0
6.5	161.2	0.0011	0.2987	3.348	0.4671	1,6131	1,1460	162.7	660.2	497.5	452.2	45.30	162.5	614.7	6.5
7.0	164.2	0.0011	0.2785	3.591	0.4742	1,6071	1,1330	165.7	660.9	495.2	449.7	45.48	165.6	615.3	7.0
7.5	167.0	0.0011	0.2609	3.833	0.4808	1,6015	1,1208	168.7	661.7	493.0	447.4	45.73	168.0	615.8	7.5

Таблица IV (продолжение)

1	2	3		4	5	6			7		8		9		10			11			12		13		14		15	16
		°С	Удельный объем			кг/кг	кг/м³	жидкости	с ед. энтр.	жидкости	с ед. энтр.	с ед. энтр.	испарения	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости	жидкости		
°С	жидкости		с ед. энтр.	жидкости	с ед. энтр.																						жидкости	с ед. энтр.
8,0	169,6	0,0011	0,2454	4,075	0,4870	1,5962	1,1098	171,4	662,3	490,9	445,1	45,77	171,2	616,3	8,0													
8,5	172,1	0,0011	0,2317	4,316	0,4929	1,5913	1,0984	174,0	662,9	488,8	442,9	45,90	173,8	616,8	8,5													
9,0	174,5	0,0011	0,2195	4,556	0,4985	1,5866	1,0881	176,6	663,4	486,8	440,8	46,02	186,3	617,1	9,0													
9,5	176,8	0,0011	0,2085	4,797	0,5038	1,5822	1,0784	179,0	663,9	484,9	438,9	46,13	178,7	617,6	9,5													
10,0	179,0	0,0011	0,1985	5,037	0,5090	1,5778	1,0689	181,3	664,4	483,1	436,8	46,23	181,0	617,9	10,0													
11,0	183,2	0,0011	0,1813	5,516	0,5186	1,5699	1,0513	185,7	665,2	479,5	433,1	46,41	185,4	618,5	11,0													
12,0	187,1	0,0011	0,1668	5,996	0,4275	1,5625	1,0350	189,8	665,9	476,1	429,6	46,55	189,5	619,0	12,0													
13,0	190,7	0,0011	0,1545	6,474	0,5358	1,5556	1,0194	193,6	666,6	472,8	426,2	46,68	193,3	619,4	13,0													
14,0	194,1	0,0012	0,1438	6,952	0,5435	1,5493	1,0057	197,3	667,0	469,8	422,7	46,78	196,9	619,8	14,0													
15,0	197,4	0,0012	0,1346	7,431	0,5508	1,5432	0,9924	200,7	667,4	466,7	419,8	46,87	200,3	620,0	15,0													
16,0	200,4	0,0012	0,1264	7,909	0,5577	1,5375	0,9798	204,0	667,8	463,8	416,6	46,94	203,6	620,4	16,0													
17,0	203,4	0,0012	0,1192	8,389	0,5643	1,5321	0,9679	207,1	668,1	460,9	413,9	47,00	206,7	620,6	17,0													
18,0	206,2	0,0012	0,1128	8,868	0,5705	1,5270	0,9565	210,1	668,3	458,2	411,2	47,04	209,7	620,8	18,0													
19,0	208,8	0,0012	0,1070	9,349	0,5764	1,5220	0,9456	213,0	668,5	455,5	408,5	47,07	212,5	621,0	19,0													
20,0	211,4	0,0012	0,1017	9,830	0,5821	1,5173	0,9352	215,8	668,7	452,9	405,8	47,10	215,2	621,1	20,0													
22,0	216,2	0,0012	0,0927	10,79	0,5928	1,5084	0,9156	221,0	668,9	447,9	400,8	47,12	220,4	621,2	22,0													
24,0	220,8	0,0012	0,0850	11,76	0,6026	1,5001	0,8974	226,0	669,0	443,0	395,9	47,10	225,3	621,2	24,0													
26,0	225,0	0,0012	0,0785	12,74	0,6119	1,4923	0,8804	230,6	669,0	438,4	391,3	47,07	229,8	621,2	26,0													
28,0	229,0	0,0012	0,0729	13,72	0,6205	1,4850	0,8644	235,0	668,8	433,9	386,9	47,01	234,2	621,0	28,0													

30.0	232.1	0.001221	0.068021	14.70	0.6287	1,4780	0.8493	239.1	668.6	429.5	382.6	46.92	238.3	620.8	80.0
32.0	236.4	0.00123	0.06372	15.69	0.6364	1,4713	0.8350	243.1	668.3	425.2	378.4	46.83	242.9	620.6	82.0
34.0	239.8	0.00124	0.05991	16.69	0.6437	1,4650	0.8210	246.9	668.0	421.1	374.4	46.71	245.9	620.3	84.0
36.0	243.1	0.00125	0.05651	17.70	0.6507	1,4589	0.8082	250.5	667.6	417.0	370.4	46.59	249.5	619.9	86.0
38.0	246.2	0.00125	0.05345	18.71	0.6573	1,4530	0.7958	254.1	667.1	413.0	366.6	46.45	252.9	619.5	88.0
40.0	249.2	0.00126	0.05069	19.73	0.6637	1,4474	0.7837	257.4	666.6	409.2	362.9	46.30	256.3	619.1	40.0
42.0	252.1	0.00126	0.04817	20.76	0.6698	1,4418	0.7721	260.7	666.0	405.3	359.1	46.14	259.5	618.6	42.0
44.0	254.9	0.00127	0.04588	21.80	0.6757	1,4365	0.7609	263.9	665.5	401.6	355.7	45.97	262.5	618.2	44.0
46.0	257.6	0.00127	0.04378	22.84	0.6813	1,4314	0.7500	266.9	664.8	397.9	352.1	45.79	265.5	617.6	46.0
48.0	260.2	0.00128	0.04185	23.89	0.6868	1,4264	0.7396	269.8	664.1	394.3	348.7	45.61	268.4	617.1	48.0
50.0	262.7	0.00129	0.04007	24.96	0.6921	1,4215	0.7294	272.7	663.4	390.7	345.2	45.41	271.2	616.5	50.0
55.0	268.7	0.00131	0.03116	27.65	0.7016	1,4098	0.7052	279.6	661.5	381.9	337.0	44.91	277.9	614.9	55.0
60.0	274.3	0.00133	0.03289	30.41	0.7162	1,3987	0.6826	286.1	659.5	373.5	329.1	44.35	284.2	613.3	60.0
65.0	279.6	0.00134	0.03099	33.23	0.7270	1,3882	0.6612	292.2	657.5	365.3	321.5	43.77	290.2	611.7	65.0
70.0	284.5	0.00136	0.02769	36.12	0.7371	1,3781	0.6410	298.0	655.3	357.3	314.1	43.16	295.8	609.9	70.0
75.0	289.2	0.00138	0.02559	39.08	0.7467	1,3684	0.6217	303.5	653.0	349.5	306.9	42.52	301.1	608.0	75.0
80.0	293.6	0.00139	0.02374	42.13	0.7557	1,3591	0.6033	308.8	650.6	341.8	299.9	41.87	306.2	606.1	80.0
85.0	297.9	0.00141	0.02210	45.24	0.7645	1,3501	0.5856	313.9	648.1	334.2	293.0	41.19	311.1	604.1	85.0
90.0	301.6	0.00142	0.020640	48.45	0.7731	1,3413	0.5682	319.0	645.6	326.7	286.2	40.49	316.0	602.1	90.0
95.0	305.8	0.00144	0.01933	51.73	0.7813	1,3328	0.5515	323.9	643.0	319.2	279.4	39.80	320.7	600.0	95.0
100.0	309.5	0.00146	0.01815	55.11	0.7893	1,3245	0.5352	328.7	640.5	311.8	272.7	39.07	325.3	598.0	100.0
110.0	316.5	0.00149	0.01609	62.15	0.8049	1,3087	0.5038	338.1	635.1	297.0	259.4	37.59	334.3	593.7	110.0
120.0	323.1	0.00153	0.01437	69.60	0.8198	1,2935	0.4737	347.3	629.7	282.4	246.4	36.07	343.0	589.4	120.0
130.0	329.3	0.00158	0.01290	77.50	0.8342	1,2789	0.4447	356.4	624.2	267.8	233.3	34.50	351.6	584.9	130.0
140.0	335.0	0.00162	0.01164	85.91	0.8483	1,2649	0.4166	365.3	618.6	253.3	220.4	32.87	360.3	580.4	140.0
150.0	340.5	0.00166	0.01054	94.87	0.8622	1,2514	0.3891	374.1	612.9	238.8	207.6	31.19	368.3	575.9	150.0
160.0	345.7	0.00171	0.00956	104.6	0.8754	1,2372	0.3618	383.4	606.3	222.8	193.4	29.41	377.0	570.4	160.0
180.0	355.4	0.00183	0.00782	128.0	0.9044	1,2079	0.3035	401.0	592.6	190.7	165.5	25.23	394.1	559.6	180.0
200.0	365.2	0.00264	0.00614	162.9	0.9404	1,1715	0.2311	425.6	572.8	147.3	127.9	19.34	416.2	544.1	200.0
225.0	374.0	0.00310	0.00310	322.6	1.0558	1,0558	0	501.1	501.1	0	0	0	484.8	584.8	225.0

Таблица V

ТАБЛИЦЫ ВОДЯНОГО ПАРА по Кноплауш, Raisch и Хаусен

1	2	3	4	5	6		7	8			10	11	12	13
					жидкости	l_1 ккал		полная	t ккал	внешняя				
Давление асб. p кг/см ²	Температура насыщ. °C	Абсолютная темпе- ратура °C	Вольный объем сухого пара v м ³ /кг	Вольный вес сухого пара γ кг/м ³	Теплосодер- жание		сухого пара l_0 ккал	Теплота испарения			внутренняя r ккал	Энтропия		
					жидкости	l_1 ккал		полная	t ккал	внешняя		внутренняя	жидкости	сухого пара
0,02	17,19	290,29	68,2977	0,014642	17,2	604,15	586,95	32,00	32,00	555,0	0,06115	2,0848	2,02365	
0,04	28,63	301,73	35,4735	0,028190	28,65	609,55	580,9	33,24	33,24	547,7	0,0998	2,0258	1,9260	
0,06	35,82	308,92	24,2000	0,041322	35,8	612,9	577,1	34,01	34,01	543,1	0,1238	1,9916	1,8683	
0,08	41,16	314,26	18,4549	0,054186	41,2	615,3	574,1	34,58	34,58	539,5	0,1404	1,9676	1,8272	
0,10	45,44	318,54	14,9584	0,066852	45,4	617,2	571,8	35,04	35,04	536,8	0,1540	1,9490	1,7950	
0,15	53,59	326,69	10,2172	0,097874	53,6	620,7	567,1	35,90	35,90	531,2	0,1792	1,9154	1,7362	
0,20	59,66	332,76	7,79821	0,12823	59,65	623,35	563,7	36,53	36,53	527,2	0,1976	1,8918	1,6942	
0,25	64,56	337,66	6,32508	0,15810	64,5	624,5	560,9	37,03	37,03	523,9	0,2123	1,8736	1,6313	
0,30	68,68	341,78	5,33093	0,18758	68,7	627,2	558,5	37,46	37,46	521,0	0,2244	1,8587	1,6343	
0,35	72,26	345,36	4,61376	0,21674	72,3	628,7	556,4	37,82	37,82	518,6	0,2348	1,8462	1,6114	
0,40	75,42	348,52	4,07083	0,24565	75,4	630,0	554,6	38,13	38,13	516,5	0,2439	1,8354	1,5915	
0,45	78,27	351,36	3,64571	0,27429	78,3	631,2	552,9	38,42	38,42	514,5	0,2521	1,8259	1,5738	
0,50	80,87	353,97	3,30311	0,30274	80,9	632,25	551,35	38,68	38,68	512,7	0,2595	1,8174	1,5579	
0,6	85,45	358,55	2,78459	0,35911	85,5	634,1	548,6	39,12	39,12	509,0	0,2724	1,8027	1,5303	

0,7	89,45	362,55	2,41047	0,41486	89,5	635,7	546,2	39,51	506,7	0,2836	1,7903	1,5067
0,8	92,99	366,09	2,12725	0,47009	93,0	637,1	544,1	39,84	504,3	0,29335	1,77955	1,4862
0,9	96,17	369,27	1,90514	0,52490	96,3	638,2	542,0	40,14	501,9	0,3021	1,7702	1,4681
1,0	99,08	372,18	1,72629	0,57928	99,2	639,45	540,25	40,41	499,8	0,3100	1,7617	1,4517
1,2	104,24	377,34	1,45547	0,68706	104,4	641,4	537,0	40,88	496,1	0,3239	1,7471	1,4232
1,4	108,73	381,83	1,25990	0,79371	108,95	643,1	534,15	41,28	492,9	0,3358	1,7348	1,3990
1,6	112,72	385,82	1,11188	0,89938	113,0	644,5	531,5	41,63	489,9	0,3463	1,7241	1,3778
1,8	116,33	389,43	0,99580	0,0042	116,7	645,8	529,1	41,94	487,2	0,3558	1,7146	1,3588
2,0	119,61	392,71	0,90221	1,1084	120,0	646,6	526,9	42,26	484,6	0,3643	1,7062	1,3419
2,5	126,78	399,88	0,73201	1,3661	127,2	649,3	522,0	42,81	479,2	0,3827	1,6881	1,3054
3,0	132,87	405,97	0,61698	1,6208	133,5	651,2	517,7	43,28	474,3	0,3981	1,6735	1,2754
3,5	128,18	411,28	0,53375	1,8735	130,0	652,8	513,8	44,67	470,1	0,4114	1,6610	1,2496
4,0	142,91	416,01	0,47082	2,1240	143,8	654,2	510,4	44,01	466,4	0,4231	1,6501	1,2270
4,5	147,19	420,29	0,42159	2,3729	148,3	655,4	507,1	44,23	462,8	0,4336	1,6405	1,2069
5,0	151,10	424,20	0,38117	2,6194	152,3	656,4	504,1	44,59	459,5	0,44315	1,63185	1,1887
5,5	154,71	427,81	0,34899	2,8663	156,0	657,3	501,3	44,81	456,5	0,4519	1,6240	1,1721
6,0	158,07	431,17	0,32129	3,1115	159,5	658,2	498,7	45,02	453,7	0,4600	1,6168	1,1568
6,5	161,21	434,31	0,29796	3,3562	162,8	658,9	496,1	45,20	450,9	0,4675	1,6101	1,1426
7,0	164,16	437,26	0,27780	3,5997	165,8	659,5	493,7	45,37	448,3	0,4745	1,6039	1,1293
7,5	166,96	440,06	0,26023	3,8428	168,75	660,1	491,35	45,53	445,8	0,4811	1,5981	1,1170
8,0	169,59	442,69	0,24447	4,0855	171,5	660,7	489,2	45,66	443,5	0,4873	1,5926	1,1053
8,5	172,12	445,22	0,23110	4,3271	174,2	661,2	487,0	45,79	441,2	0,4932	1,5875	1,0943
9,0	174,52	447,62	0,21887	4,5689	176,6	661,65	485,0	45,91	439,1	0,4988	1,5826	1,0838
9,5	176,82	449,92	0,20790	4,8100	179,15	662,1	483,0	50,02	437,0	0,50415	1,57795	1,0738

Таблица V (продолжение)

1	2	3	4	5	6		7	8	9	10			12	13
					жидкости	$t_{\text{ка}}$				Теплота испарения				
Давление абс.	Температура насыщ. °C	Абсолют. темпе-ратура $t_{\text{ц}}$	Удельный объем сухого пара $v_{\text{г}}$	Удельный вес сухого пара γ	жидкости	$t_{\text{ка}}$	сухого пара	полная	внешняя	внутренняя	жидкости	сухого пара	испарения	
10,0	179,03	452,13	0,19797	5,0513	181,4	662,5	481,1	46,11	435,0	435,0	0,5093	1,5735	1,0642	
10,5	181,16	454,26	0,18889	5,2913	183,65	662,85	479,2	46,21	433,0	433,0	0,5133	1,5693	1,0551	
11,0	183,20	456,30	0,18078	5,5316	185,8	663,2	477,4	46,29	431,1	431,1	0,5189	1,56525	1,04635	
11,5	185,18	458,28	0,17326	5,7717	187,9	663,4	475,5	46,37	429,1	429,1	0,5235	1,5614	1,0379	
12,0	187,08	460,18	0,16635	6,0114	189,9	663,7	473,8	46,44	427,4	427,4	0,5278	1,5577	1,0299	
12,5	188,93	462,03	0,15997	6,2512	191,9	664,0	472,1	46,51	425,6	425,6	0,5320	1,5540	1,0220	
13,0	190,71	463,81	0,15406	6,4910	193,8	664,2	470,4	46,57	423,8	423,8	0,5361	1,5506	1,0145	
13,5	192,45	465,55	0,14856	6,7313	195,6	664,4	468,8	46,62	422,2	422,2	0,5400	1,54725	1,00725	
14,0	194,14	467,24	0,14343	6,9720	197,4	664,6	467,2	46,66	420,5	420,5	0,5433	1,5440	1,0002	
14,5	195,77	468,87	0,13868	7,2108	199,1	664,8	465,7	46,71	319,0	319,0	0,54755	1,5409	0,99335	
15,0	197,37	470,37	0,13421	7,4510	200,85	664,95	464,1	46,75	417,3	417,3	0,55115	1,53785	0,9867	
16,0	200,44	473,54	0,12608	7,9315	204,1	665,3	461,2	46,82	414,4	414,4	0,5581	1,5321	0,9740	
17,0	203,36	476,46	0,11891	8,4097	207,3	665,6	458,3	46,89	414,4	414,4	0,5636	1,5286	0,9620	
18,0	206,15	479,25	0,11246	8,8921	210,25	665,8	455,55	46,93	408,6	408,6	0,57105	1,5214	0,95053	

19,0	208,82	481,92	0,10670	9,3721	213,1	666,0	452,9	46,97	405,9	0,5768	1,5165	0,9397
20,0	211,39	484,49	0,10150	9,8522	215,9	666,2	450,3	47,00	403,3	0,58245	1,51185	0,9294
21,0	213,85	486,95	0,09675	10,336	218,6	666,3	447,7	47,01	400,7	0,58785	1,5073	0,91945
22,0	216,24	489,34	0,09241	10,821	221,15	666,4	445,25	47,01	398,2	0,59315	1,50295	0,9098
23,0	218,53	491,63	0,08847	11,303	223,6	666,5	442,9	47,03	295,9	0,59315	1,4989	9,90075
24,0	220,75	493,85	0,08485	11,785	226,1	666,65	440,5	47,03	393,5	0,6030	1,4950	0,8920
25,0	222,90	496,00	0,08146	12,270	228,4	666,7	438,3	47,01	391,3	0,6077	1,4912	0,8835
26,0	224,99	498,09	0,07834	12,765	230,7	666,7	436,0	46,98	389,0	0,6123	1,4875	0,8752
27,0	227,02	500,12	0,07545	13,254	232,9	666,75	433,85	46,96	386,0	0,6166	1,4839	0,8673
28,0	228,99	502,09	0,07277	13,742	235,1	666,8	431,7	46,94	384,8	0,6209	1,4805	0,8596
29,0	230,90	504,00	0,07024	13,237	237,2	666,8	429,6	46,89	282,7	0,6250	1,4772	0,8522
30,0	232,77	505,87	0,06784	13,730	239,25	666,8	427,55	46,86	280,7	0,6290	1,4740	0,8450
32,0	236,36	509,46	0,06360	15,723	243,2	666,7	423,5	46,76	276,7	0,63675	1,46785	0,8311
34,0	239,78	512,88	0,05980	16,722	247,0	666,6	419,7	46,65	373,0	0,64405	1,46205	0,8180
36,0	243,05	516,15	0,05641	17,727	250,7	666,6	415,9	46,53	369,4	0,6510	1,4567	0,8057
38,0	246,19	519,29	0,05336	18,741	254,15	666,5	412,35	46,39	266,0	0,65765	1,45155	0,7939
40,0	249,20	522,33	0,05059	19,767	257,5	666,4	408,9	46,23	362,7	0,66405	1,44665	0,7826
42,0	252,09	525,19	0,04809	20,794	260,8	666,3	405,5	46,08	359,4	0,6701	1,4420	0,7719
44,0	254,89	527,99	0,04581	21,829	263,95	666,15	402,2	45,02	356,3	0,6760	1,4376	0,7616
46,0	257,53	530,68	0,04372	22,873	267,0	666,0	399,0	45,75	353,2	0,6817	1,4334	0,7517
48,0	260,19	533,29	0,04180	23,923	270,0	665,9	395,9	45,57	250,3	0,68715	1,42935	0,7422
50,0	262,72	535,82	0,04001	24,994	272,85	665,75	392,9	45,33	347,5	0,6924	1,4255	0,7331
55,0	268,72	541,82	0,03612	27,635	279,7	665,5	385,8	44,87	340,9	0,7049	1,4167	0,7118
60,0	274,32	547,42	0,03285	30,441	286,15	665,2	279,05	44,31	331,7	0,7165	1,4088	0,6923

ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ C_p ВОДЯНОГО ПАРА ДЛЯ
Knoblauch

p t_s	0,5 80,9	1 99,1	2 119,6	4 142,9	6 158,1	8 169,6	10 179,1	12 187,1
t_s	0,479	0,486	0,499	0,525	0,551	0,578	0,605	0,633
110	0,470	0,481						
120	0,468	0,477	0,499					
130	0,467	0,475	0,494					
140	0,466	0,473	0,489					
150	0,465	0,472	0,486	0,519				
160	0,465	0,471	0,483	0,512	0,549			
170	0,465	0,470	0,481	0,507	0,538			
180	0,466	0,469	0,479	0,502	0,528	0,561	0,602	
190	0,466	0,469	0,478	0,498	0,522	0,549	0,583	0,625
200	0,466	0,469	0,478	0,495	0,515	0,539	0,567	0,601
210	0,467	0,470	0,477	0,493	0,510	0,531	0,555	0,584
220	0,467	0,470	0,477	0,491	0,506	0,524	0,545	0,569
230	0,468	0,471	0,477	0,489	0,504	0,519	0,537	0,577
240	0,469	0,472	0,477	0,488	0,501	0,515	0,530	0,548
250	0,470	0,473	0,477	0,488	0,499	0,512	0,525	0,540
260	0,471	0,474	0,478	0,487	0,498	0,509	0,521	0,534
270	0,472	0,474	0,478	0,487	0,497	0,507	0,518	0,529
280	0,473	0,475	0,479	0,487	0,496	0,505	0,515	0,526
290	0,474	0,476	0,480	0,487	0,495	0,504	0,513	0,523
300	0,475	0,477	0,481	0,488	0,495	0,503	0,511	0,519
310	0,477	0,478	0,482	0,488	0,495	0,502	0,510	0,518
320	0,478	0,480	0,483	0,489	0,496	0,502	0,509	0,516
330	0,479	0,482	0,484	0,490	0,496	0,502	0,508	0,515
340	0,481	0,483	0,485	0,491	0,496	0,502	0,507	0,513
350	0,482	0,484	0,486	0,492	0,497	0,502	0,507	0,512
360	0,483	0,485	0,487	0,492	0,497	0,502	0,507	0,511
380	0,486	0,488	0,490	0,494	0,498	0,503	0,507	0,511
400	0,489	0,490	0,492	0,496	0,500	0,504		
450	0,498	0,498	0,500	0,503	0,506	0,509		
500	0,506	0,506	0,508	0,510	0,512	0,515		
550	0,514	0,515	0,519	0,518	0,520	0,522		

Таблица VI

ДАВЛЕНИЙ ОТ 0,5 ДО 30 кг/см² И ПЕРЕГРЕВА ДО 550° Ц (по
и Ralsch)

14 194,1	16 200,4	18 205,1	20 211,4	22 216,2	24 220,8	26 225,0	28 229,0	30 232,8
0,663	0,694	0,726	0,759	0,794	0,820	0,865	0,902	0,940
0,643								
0,616	0,657	0,705						
0,595	0,627	0,604	0,709					
0,579	0,604	0,633	0,667	0,716	0,757	0,816	0,830	
0,566	0,588	0,611	0,633	0,669	0,704	0,744	0,791	0,852
0,556	0,573	0,594	0,634	0,639	0,665	0,654	0,731	0,770
0,548	0,563	0,589	0,597	0,617	0,638	0,661	0,687	0,715
0,541	0,556	0,568	0,583	0,599	0,636	0,635	0,653	0,676
0,436	0,547	0,559	0,571	0,585	0,599	0,614	0,630	0,647
0,531	0,541	0,552	0,562	0,574	0,586	0,598	0,611	0,625
0,527	0,536	0,545	0,555	0,564	0,574	0,585	0,596	0,607
0,525	0,533	0,540	0,548	0,557	0,566	0,575	0,584	0,593
0,523	0,530	0,536	0,348	0,549	0,558	0,566	0,574	0,582
0,520	0,527	0,533	0,539	0,545	0,552	0,559	0,566	0,573
0,519	0,525	0,530	0,536	0,541	0,547	0,553	0,559	0,565
0,517	0,523	0,528	0,533	0,537	0,543	0,548	0,554	0,559
0,516	0,521	0,526	0,530					
0,515	0,519	0,523	0,527					

Таблица VIII

Сухой водяной пар при давлении от 0,01 до 0,2 кг/см²
(по Schüle)

Давление p		Температура $t^{\circ} \text{Ц}$	Удельный объем насыщ. пара $v, \text{ м}^3/\text{кг}$	Удельный вес сух. насыщ. пара 1 000 $\gamma \text{ г}/\text{м}^3$	Теплота парообра- зования $q \text{ кал}/\text{кг}$	Полная теп- лота насыщ. пара λ $\text{кал}/\text{кг}$
кг/см	мм ртутного столба					
0,010	7,35	6,7	131,7	7,60	591,1	597,8
0,015	11,03	12,7	89,5	11,2	588,2	600,9
0,020	14,7	17,2	68,3	14,7	586,0	603,2
0,025	18,4	20,8	55,3	18,1	583,9	604,7
0,030	22,1	23,8	46,6	21,4	582,4	605,2
0,035	25,8	26,4	40,2	24,9	581,1	607,5
0,040	29,4	28,6	35,5	28,2	580,0	608,6
0,045	33,1	30,7	31,7	31,5	578,8	609,5
0,050	36,8	32,5	28,7	34,8	578,0	610,5
0,055	40,5	34,2	26,2	38,2	577,0	611,2
0,060	44,1	35,8	24,2	41,3	576,2	612,0
0,065	47,8	37,3	22,4	44,6	575,4	612,7
0,070	51,5	38,7	20,9	47,8	574,7	612,4
0,075	55,2	39,9	19,6	51,0	574,0	613,9
0,080	58,8	41,1	18,5	54,2	573,4	614,5
0,085	62,5	42,3	17,4	57,5	572,7	615,0
0,090	66,2	43,4	16,5	60,6	572,2	615,6
0,095	69,9	44,4	15,7	63,7	571,6	616,0
0,10	73,5	45,4	15,0	66,3	571,1	616,5
0,11	80,9	47,3	13,8	72,5	570,0	617,2
0,12	88,3	49,0	12,6	79,4	569,1	618,0
0,13	95,6	50,7	11,7	85,5	568,2	618,8
0,14	103,0	52,2	10,9	91,7	567,4	619,5
0,15	110,3	53,6	10,2	97,9	566,5	620,0
0,16	117,6	55,0	9,62	103,9	565,7	620,6
0,17	125,0	56,2	9,09	110,0	565,1	621,1
0,18	132,3	57,4	8,62	116,0	564,4	621,6
0,19	139,7	58,6	8,20	121,9	563,7	622,2
0,20	147,1	59,7	7,80	128,2	563,1	622,7

Сухой водяной пар от $+10^{\circ}$ до 50° Ц (по Schüle)

Температура $^{\circ}$ Ц	Д а в л е н и е		Удельный объем су- хого на- сыщ. пара v_s , м ³ /кг	Удельный вес сухого насыщ. пара 1 000 γ г/м ³	Теплота парообра- зования q кал/кг	Полная теплота сухого на- сыщ. пара λ кал/кг
	мм рт. ст.	кг/см ²				
10	9,11	0,0125	106,4	9,40	589,5	599,5
11	9,84	0,0134	90,7	10,03	589,0	600,0
12	10,52	0,0143	98,7	10,67	588,5	600,5
13	11,23	0,0153	87,9	11,38	588,0	601,0
14	11,99	0,0163	83,0	12,05	587,5	601,5
15	12,79	0,0174	77,9	12,83	586,9	601,9
16	13,64	0,0186	73,2	13,06	586,4	602,4
17	14,5	0,0197	60,0	14,49	585,9	602,9
18	15,5	0,0211	65,1	15,36	585,4	603,4
19	16,5	0,0224	61,4	16,29	584,9	603,9
20	17,5	0,0238	57,8	17,3	584,3	604,3
21	18,6	0,0254	54,5	18,3	583,8	604,8
22	12,8	0,0270	51,4	19,4	583,3	605,3
23	21,1	0,0287	48,6	20,6	582,8	605,8
24	22,4	0,0305	45,9	21,8	582,3	606,3
25	23,8	0,0324	43,4	23,0	581,7	606,7
26	25,2	0,0343	41,0	24,4	581,2	607,2
27	26,7	0,0363	38,8	25,8	580,7	607,7
28	28,3	0,0386	36,8	27,2	580,2	608,2

Таблица IX (продолжение)

Температура ° Ц	Д а в л е н и е		Удельный объем су- хого на- сыщ. пара v , м ³ /кг	Удельный вес сухого насыщ. пара 1 000 γ г/м ³	Теплота парообра- зования q кал/кг	Полная теплота сухого на- сыщ. пара λ кал/кг
	мм рт. ст.	кг/см ²				
29	30,0 ₃	0,0408	34,8	28,7	579,7	608,7
30	31,8	0,0432	32,9	30,4	579,2	609,2
31	33,7	0,0453	31,2	32,0	578,7	609,7
32	35,7	0,0486	29,6	33,8	578,2	610,2
33	37,7	0,0513	28,0	35,7	577,7	610,7
34	39,9	0,0543	26,6	37,6	577,2	611,2
35	42,2	0,0573	25,2	39,6	576,6	611,6
36	44,6	0,0606	23,9	41,8	576,1	612,2
37	47,1	0,0641	22,7	44,0	575,6	612,6
38	49,7	0,0676	21,6	46,3	575,1	613,1
39	52,5	0,0715	20,5	48,8	574,6	613,6
40	55,3	0,0752	19,5	51,2	574,0	614,0
41	58,4	0,0795	18,8	53,8	573,5	614,5
42	61,5	0,0836	17,7	56,5	572,4	614,8
43	64,8	0,0882	16,8	59,5	572,4	615,3
44	68,3	0,0930	16,0	62,5	571,8	615,7
45	71,9	0,0978	15,3	65,5	571,3	616,2
46	75,7	0,103	14,6	68,5	570,7	616,6
47	79,6	0,108	13,9	71,9	570,2	617,1
48	83,7	0,114	13,2	75,8	569,6	617,5
49	88,0 ₃	0,120	12,6	79,4	569,1	618,0
50	92,5	0,125	12,0	83,2	568,5	618,4

УДЕЛЬНЫЕ ОБЪЕМЫ V ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА $\text{м}^3/\text{кг}$ (по Ласоб)

p кг/см ²	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19
$t = t_s$	1,7281	0,6182	0,3826	0,2785	0,2195	0,1852	0,1546	0,1346	0,1195	0,1071
$t = 110^\circ$	1,7816	—	—	—	—	—	—	—	—	—
120	1,8302	—	—	—	—	—	—	—	—	—
130	1,8789	—	—	—	—	—	—	—	—	—
140	1,9273	0,6205	—	—	—	—	—	—	—	—
150	1,9755	0,6476	—	—	—	—	—	—	—	—
160	2,0037	0,6646	0,3923	—	—	—	—	—	—	—
170	2,0716	0,6314	0,4030	0,2833	—	—	—	—	—	—
180	2,1196	0,6981	0,4036	0,2913	0,2232	—	—	—	—	—
190	2,1674	0,7146	0,4239	0,2992	0,3296	0,1852	—	—	—	—
200	2,2152	0,7311	0,4842	0,3008	0,2359	0,1906	0,1591	0,1359	—	—
220	2,3107	0,7639	0,4544	0,3217	0,2479	0,2009	0,1603	0,1443	0,1259	0,1113
240	2,4060	0,7964	0,4044	0,3364	0,2597	0,2008	0,1770	0,1500	0,1330	0,1180
260	2,5011	0,8288	0,4942	0,3509	0,2712	0,2205	0,1853	0,1595	0,1397	0,1242
280	2,5960	0,8611	0,5040	0,3653	0,2826	0,2800	0,1935	0,1668	0,1563	0,1302
300	2,6909	0,8932	0,5337	0,3795	0,2939	0,2893	0,2006	0,1739	0,1527	0,1359
350	2,9279	0,9733	0,5824	0,4147	0,3217	0,2024	0,2214	0,1903	0,1683	0,1501
400	3,0643	0,0529	0,6306	0,4496	0,3491	0,2850	0,2407	0,2109	0,1834	0,1637
450	3,4005	0,1323	0,6786	0,4842	0,3762	0,3074	0,2597	0,2048	0,1981	0,1771
500	3,6364	0,2113	0,7262	0,5184	0,4029	0,3094	0,2785	0,2412	0,2126	0,1901
550	3,8782	0,2902	0,7738	0,5568	0,4295	0,3512	0,2971	0,2573	0,2269	0,2029

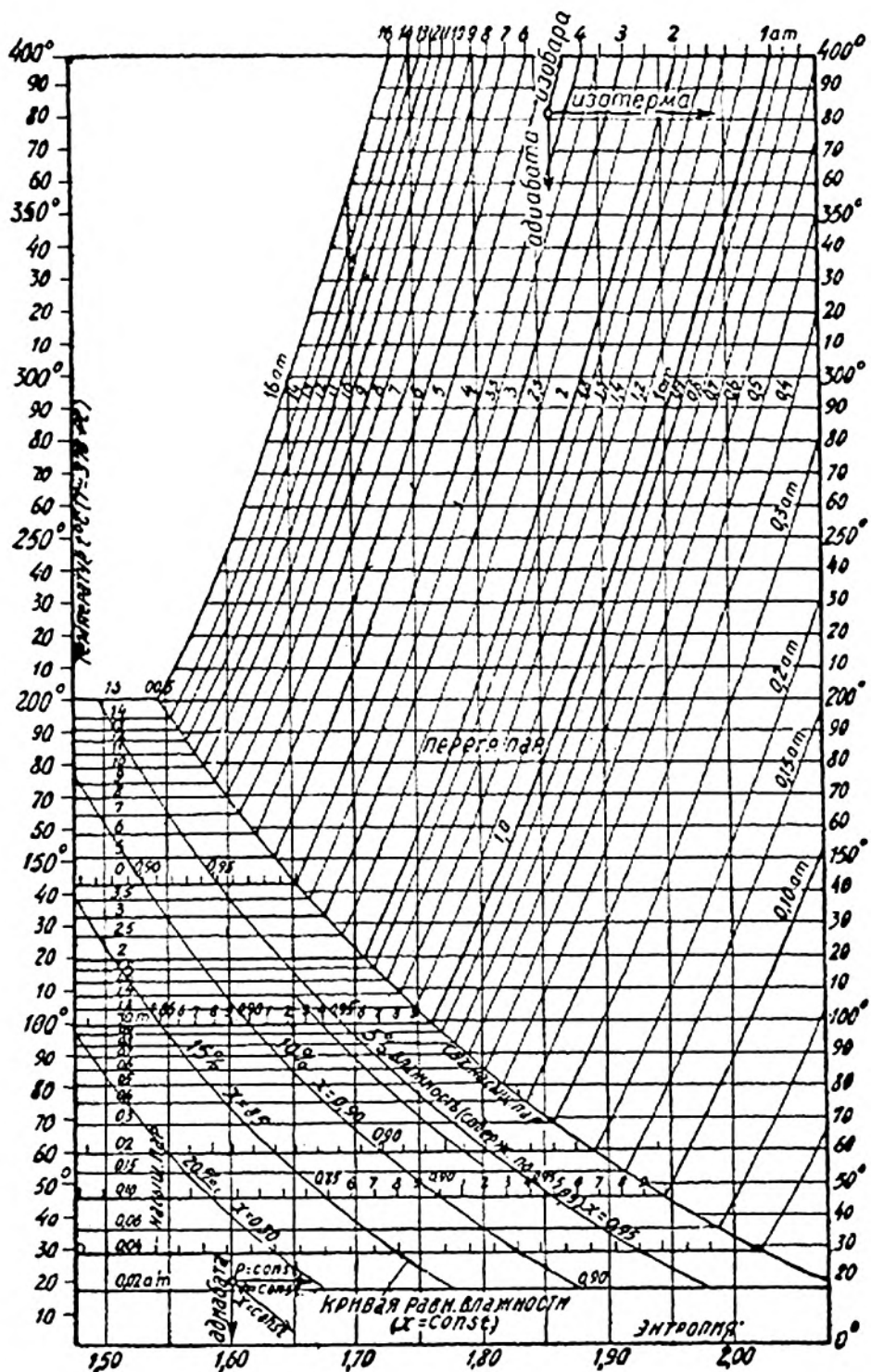
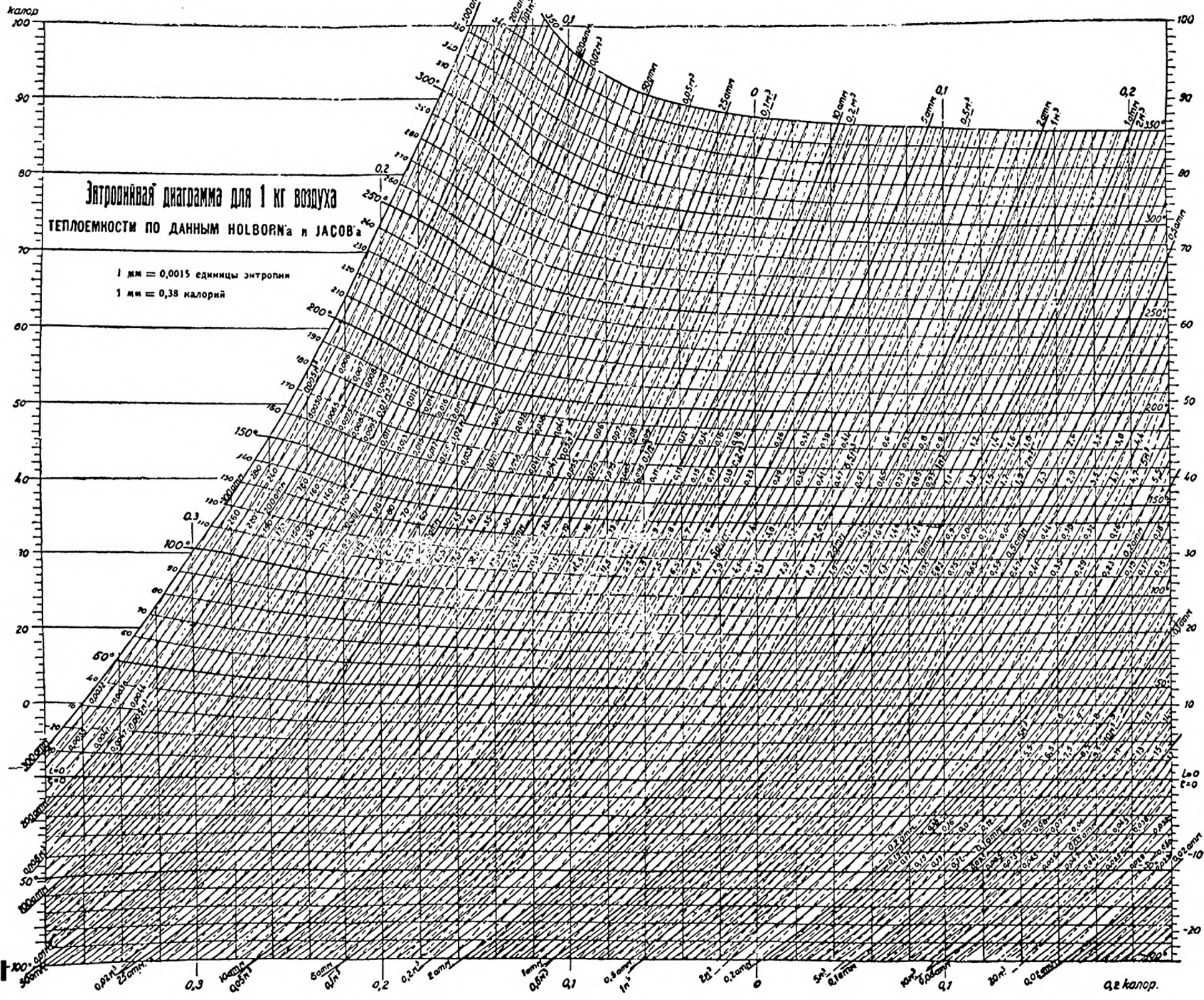


Диаграмма Т—S водяного пара.

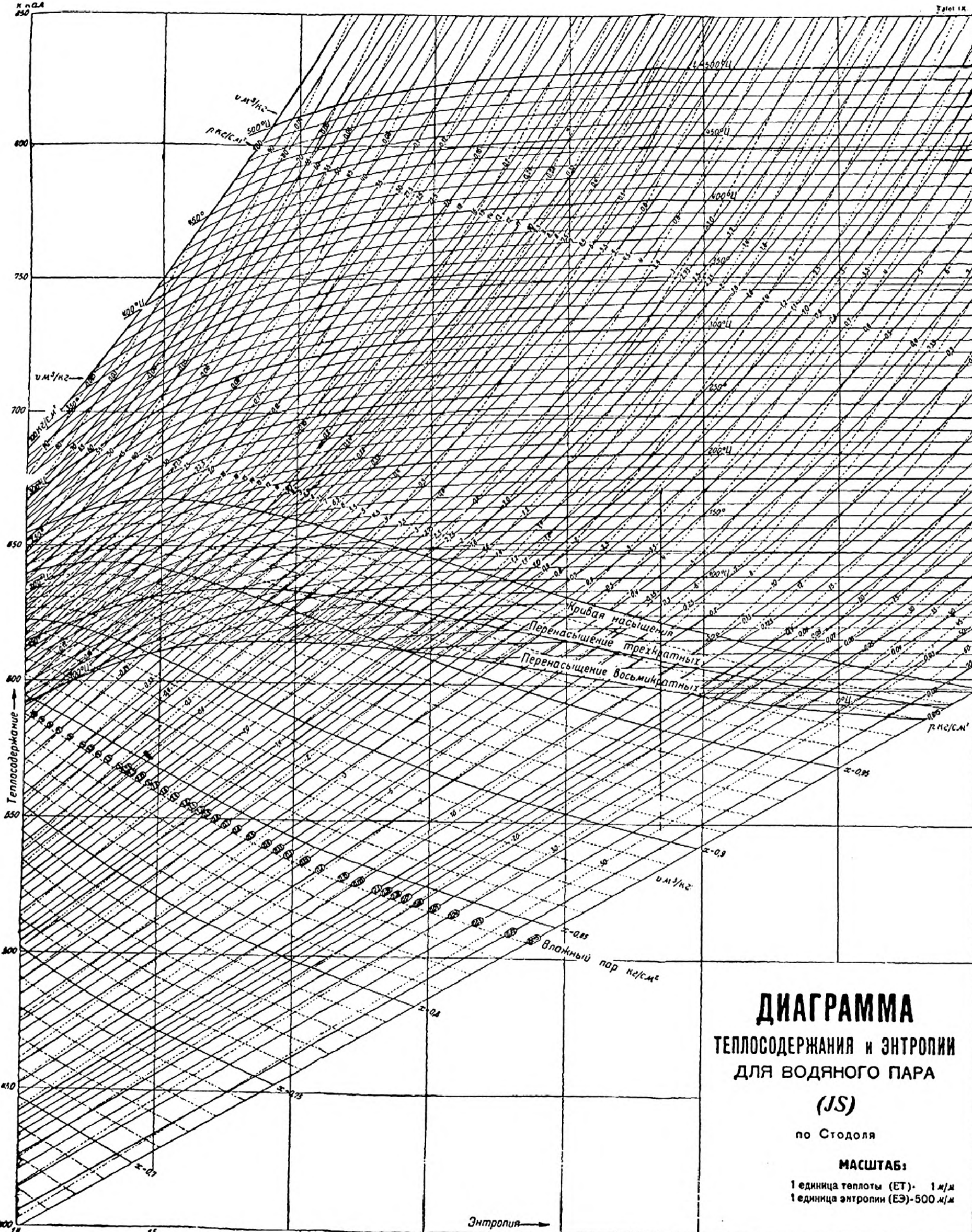


Энтальпийная диаграмма для 1 кг воздуха

ТЕПЛОЕМКОСТИ ПО ДАННЫМ НОЛВОРНА и ЯСОВА

1 мм = 0,0015 единицы энтропии
 1 мм = 0,38 калорий

q,2 калор.



**ДИАГРАММА
ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЯ И ЭНТРОПИИ
ДЛЯ ВОДЯНОГО ПАРА**

(JS)

по Стодоля

МАСШТАБ:

1 единица теплоты (ЕТ) - 1 м/м
1 единица энтропии (ЕЭ) - 500 м/м

Цена 2 р. 85 коп.

Индекс ОТ-10-5-2

Инж.-мех. А. С. Ястжембский

ТЕХническая термоДИНАМИКА



ВНИИО СССР

Государственный

1932