





**ПОВЕРНІТЬ КНИЖКУ НЕ ПІЗНІШЕ**  
зазначеного тут терміну.

	11305			

КНИГОСПІЛКА. Львів, Воровського, 2г.





A311.











Prof. P. OSTERTAG

# KOLBEN- UND TURBO- KOMPRESSOREN

Theorie und Konstruktion

I Band

УНИВЕРСАЛЬНОЕ НАУЧНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ХАРЬКОВ

1929



Проф. П. ОСТЕРТАГ

# КОМПРЕССОРЫ и ВОЗДУХОДУВКИ

Теория, расчет и конструкция

в 2-х томах

Том I

Поршневые компрессоры и воздуходувки

ПЕРЕВОД С НЕМЕЦКОГО, ПОД  
РЕДАКЦИЕЙ ЗАСЛУЖ. ПРОФЕС-  
СОРА П. М. Мухачева и  
ИНЖЕНЕРА В. М. Майзеля.

проверено  
1933 г.

К И В  
С Ы К И Й М Е Л И О Р А  
Б И Б Л И О Т Е К А  
М  
И Н Н Е  
И Н С Т И Т У Т

УНИВЕРСАЛЬНОЕ НАУЧНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ХАРЬКОВ

1929

ПЕРЕЧЕТ  
1940 г.

11898  
11305  
БИБЛИОТЕКА  
КИЕВСЬКИЙ ГІДРО-МЕЛІОРАТИВНИЙ ІНСТИТУТ

К И Е В С Ы Й Г І Д Р О - М Е Л І О Р А Т И В Н И Й І Н С Т И Т У Т  
Б И Б Л І О Т Е К А  
№ 11305

К И Е В С Ы Й Г І Д Р О - М Е Л І О Р А Т И В Н И Й І Н С Т И Т У Т  
Б И Б Л І О Т Е К А  
№ 11305  
Л А Б О Р А Т О Р І Я

0

у  
6  
0



Типография Л.С.П.О. Ленинград, Лештуков, 13.

Укрглавлит № 3113|к.

Зак № 1139. Тираж 5000.



## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

к последнему (третьему) немецкому изданию.

Настоящее третье издание книги, выпускаемое спустя короткий промежуток времени после выхода второго, также содержит, в виде первой части, краткое изложение основных законов тепловых явлений, поскольку это необходимо для изучения работы компрессоров. Благодаря наличию этой части, читатель избегает необходимости обращаться к курсам термодинамики.

Во второй части, посвященной поршневым компрессорам, увеличено число примеров исполненных конструкций,—а именно, подробно разобраны поршневые компрессоры высокого давления, служащие для получения жидкого воздуха. Впрочем, теория поршневых компрессоров разработана в настоящее время настолько полно, что вряд ли могут быть вообще внесены в нее значительные изменения.

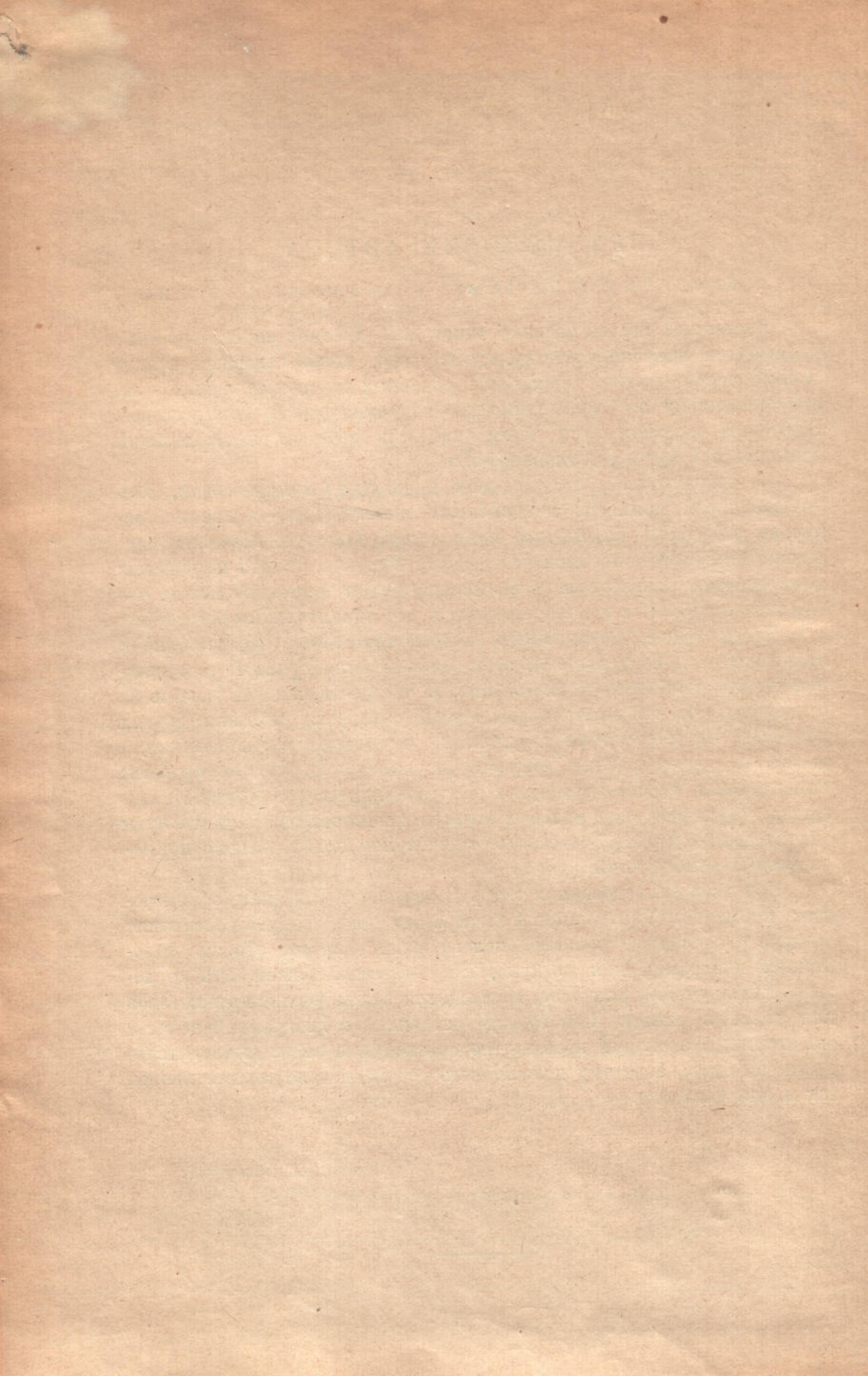
Часть книги, посвященная турбокомпрессорам, переработана и значительно дополнена; при этом автором были приняты во внимание данные новейших исследований. В частности, следует указать на отклонения от прежней теоретической обработки тех или других вопросов, на неустойчивое состояние и средства его избежания, а также на разнообразные вопросы регулирования. Новые примеры исполненных турбовоздухоушек и турбокомпрессоров убеждают читателя, что в этой еще молодой отрасли машиностроения достигнуты значительные успехи, связанные с введением новых, весьма примечательных конструкций.

При всех исследованиях автор пользовался понятием об энтропии; применение энтропийной диаграммы для воздуха обеспечило быстрое и наглядное решение целого ряда вопросов. Та же энтропийная диаграмма для воздуха, как известно, может быть приложена и к изучению вопросов, касающихся каких угодно других газов или газовых смесей. Пользование энтропийной диаграммой ведет к значительной экономии времени, по сравнению с чисто вычислительными методами, а потому должно быть рекомендовано как для школы, так и для практики.

Проф. П. Остертаг.

---







## ПРЕДИСЛОВИЕ

редакторов русского издания.

Компрессоры и воздуходувки являются весьма распространенными машинами, нашедшими себе широкое применение в самых разнообразных отраслях техники (горное дело, металлургическая промышленность, машиностроение, силовые установки, строительное дело, холодильное дело, различные отрасли химической промышленности, авиация и др.). Между тем, насколько нам известно, на русском языке, кроме изданного в 1899 году и потому сильно устаревшего труда проф. П. Мухачева, под названием „Воздуходувные машины“, не имеется ни одной книги, посвященной изучению работы указанных машин.

Настоящее издание имеет целью восполнить этот весьма ощутительный пробел в русской технической литературе. Предлагаемая вниманию читателя книга представляет собой перевод с последнего (третьего) переработанного и дополненного издания труда „Kolben- u. Turbo-Kompressoren“, принадлежащего известному специалисту по компрессоростроению Prof. P. Ostertag. Сочинение профессора Остертага можно назвать классическим; без всякого сомнения, оно является лучшим руководством по компрессорам, так как охватывает с исчерпывающей полнотой как теоретическую и расчетную, так и конструктивную стороны дела и содержит в себе данные, полученные из новейших исследований, посвященных изучению работы компрессоров; способам производства испытания, а также вопросам регулирования автором уделено особенное внимание. Получаемые выводы иллюстрируются многочисленными примерными расчетами.

Особенную ценность придают книге приводимые опытные данные, добытые автором из произведенных им лично исследований и испытаний.

Считаем необходимым заметить, что при переводе создались значительные затруднения в связи с неразработанностью соответствующей русской терминологии и даже полным отсутствием в русском языке целого ряда терминов; обстоятельство это заставило нас позволить себе внести некоторые новые термины, которые, надеемся, смогут привиться в нашей технической литературе. Из ряда таких терминов упомянем, напр., следующие: турбовоздуходувка (Turbogebüse), точка режима работы (Betriebspunkt), обратные направляющие каналы (Rückleitkanäle) и т. д.



В соответствии с принятой нами терминологией, пришлось самой книге дать заглавие „Компрессоры и воздухоудвки“.

Мы уверены, что русское издание труда проф. Остертага явится настольной книгой для лиц, занимающихся как конструированием, так и эксплуатацией компрессоров, а также сможет служить руководством для студентов наших ВТУЗ'ов.

Заслуженный профессор *П. М. Мужачев.*  
Инженер *В. М. Майзель.*

---



## Часть I.

# Основы технической термодинамики.

## А. Величины, определяющие состояние газов.

### I. Виды газов.

Тело называется газообразным, если его частицы стремятся равномерно распространяться во все стороны до тех пор, пока твердые стенки не воспрепятствуют их дальнейшему распространению. Температуры газов при этом по большей части бывают настолько высоки, что даже при наибольших применяемых давлениях ожижение газов не может быть достигнуто.

Всего чаще компрессоры работают на атмосферном воздухе, основные составные части которого—кислород и азот—обычно перемешаны с частицами несколько перегретого водяного пара. Сжатый воздух применяется либо для передачи энергии (пневматические инструменты, воздушные двигатели), либо в химических процессах (воздуходувки для домен, сталелитеен).

Сильно сжатый воздух необходим для получения азота (удобрение), а также в качестве взрывчатого средства.

Другие газовые смеси (светильный газ, силовой газ, доменный газ) также подвергаются сжатию; из простых, подвергаемых сжатию газов назовем: кислород  $O_2$ , азот  $N_2$ , водород  $H_2$ , окись углерода  $CO$ . Углекислоту в пределах тех температур, которые она имеет в компрессоре, следует также принимать за газ.

Путем достаточного охлаждения при одновременном сжатии всякий газ может быть переведен в состояние насыщения и в этом случае называется уже паром. Состояние это является неустойчивым, так как всякое даже незначительное изменение давления или температуры ведет к конденсированию. При этом пар из сухого состояния переходит во влажное, и появившиеся жидкие частицы, будучи распределены в газообразной среде более или менее равномерно, образуют в ней как бы туман. Поэтому можно рассматривать влажный пар, как смесь сухого пара с жидкостью.

При сообщении сухому пару теплоты получается перегретый пар, т. е. газ, состояние которого более или менее близко к состоянию насыщения, но выше него. Сухой насыщенный пар лежит на границе между областями влажного и перегретого пара.

Компрессоры для сжатия паров особенно широко применяются в холодильном деле. В последнее время стали собирать и сжимать пар пониженного давления, чтобы применять его для отопления.



## 2. Величины, определяющие состояние газов.

С технической точки зрения состояние газа считается заданным, если известны:

а) объем ( $v$ ) единицы веса, для краткости называемый удельным объемом; удельный объем представляет собой объем пространства, заключающего 1 кг газа (размерность — куб. м/кг). Вместо  $v$  может быть задан вес  $\gamma$  единицы объема (удельный вес), так как:

$$v \cdot \gamma = 1 \dots \dots \dots (1)$$

Если известен весь объем  $V$  газа, заключенного в какую-либо оболочку (т.е. объем этой оболочки), то полный вес  $G$  газа определяется по  $v$  или по  $\gamma$  из следующего соотношения:

$$G = \gamma \cdot V = \frac{V}{v} \dots \dots \dots (2)$$

б) давление ( $p$ ), оказываемое газом на единицу площади стенки. При расчетах всегда следует исходить из абсолютного (истинного) давления, тогда как при измерениях производится отсчет (помощью манометра, вакуумметра) либо избытка (избыточное давление), либо недостатка (разрежение) давления по сравнению с давлением атмосферного воздуха (показание барометра).

Давление может быть задано и иным образом, а именно, путем указания высоты столба жидкости; последнее означает высоту  $h$  той жидкой призмы, вес которой равен давлению, производимому газом на выбранную единицу площади. Если через  $\gamma_f$  обозначим вес единицы объема этой жидкости, то вес такой призмы с поперечным сечением, равным единице (1 кв. м), составляет  $\gamma_f \cdot h$ , на основании чего получается нижеследующее соотношение между давлением и высотой столба жидкости:

$$p = h \cdot \gamma_f.$$

Для воды  $\gamma_f = 1000$  кг/куб. м, для ртути  $\gamma_f = 13\,595$  кг/куб. м.

Пусть, например,  $p = 1$  кг/кв. см = 10 000 кг/кв. м; в таком случае соответствующие высоты столбов жидкостей составят:

$$\text{высота столба воды } h = \frac{10\,000}{1\,000} = 10 \text{ м;}$$

$$\text{высота столба ртути } h = \frac{10\,000}{13\,595} = 0,7356 \text{ м.}$$

При малых разностях давлений измерение обычно производится помощью открытого манометра с жидкостью ( $U$ -образно изогнутая трубка). Если трубка содержит воду, то разности высот

$$h = 1 \text{ мм вод. столба} = 0,001 \text{ м}$$

соответствует давление

$$p = \gamma_f \cdot h = 1\,000 \cdot 0,001 = 1 \text{ кг/кв. м.}$$

Отсюда видно, что способ измерения давления высотой столба жидкости отличается большим удобством.



в) температура ( $t$ ) в градусах Цельсия. Температура, отсчитанная от нулевой точки, лежащей на  $273^{\circ}$  Ц ниже обычного нуля (точки таяния льда), называется абсолютной температурой  $T = 273 + t$ .

При измерении температур газов легко получить неправильные результаты, в связи с тем, что прокалброванный перед употреблением термометр лишь частично погружается в пространство с высокой температурой, которую требуется измерить; поэтому следует вводить соответствующую поправку, указанную в Hütte, изд. 1917 г., т. II, стр. 395. Обычно термометр вкладывается в закрытую на конце медную трубку, которая, в свою очередь, вводится в пространство, наполненное газом, температуру которого требуется измерить. Ошибки в измерении могут появиться, благодаря циркуляции воздуха в упомянутой трубке (заполнение маслом), вследствие застывания у трубки быстро текущих газов, от попадания на термометр лучей, испускаемых более теплыми телами, и т. д.

### 3. Законы Бойля и Гей-Люссака.

Если объем газа увеличивается или уменьшается, так что температура газа, в течение всего рассматриваемого процесса, остается постоянной, то давление газа изменяется обратно пропорционально объему (Бойль, 1662 г., Мариотт, 1679 г.).

Поэтому, если через  $p_1, v_1$  обозначим соответственно начальные давление и удельный объем и через  $p_2, v_2$ —конечные значения  $p$  и  $v$ , то

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \text{Const.} \dots \dots \dots (8)$$

Если газ при постоянном давлении нагревается или охлаждается, то его объем изменяется и при том так, что изменение объема прямо пропорционально изменению температуры. Если через  $v_0$  обозначим объем одного кг газа при  $0^{\circ}$  Ц, то объем  $v_1$  при температуре  $t_1^{\circ}$  определяется выражением:

$$v_1 - v_0 = v_0 \alpha t_1,$$

где через  $\alpha = 0,003663 = \frac{1}{273}$  обозначен коэффициент расширения, остающийся в широких пределах постоянным и одинаковым для всех газов. Для какой-либо другой температуры  $t_2$  аналогичным образом получаем:

$$v_2 = v_0 (1 + \alpha t_2) \dots \dots \dots (4)$$

Можно составить формулу, объединяющую оба указанных закона (т.-е. формулы 3 и 4). С этой целью переведем газ из начального состояния  $p_1, v_1, t_1$  в конечное— $p_2, v_2, t_2$ . Сначала, при неизменной температуре, газ из состояния  $p_1 v_1$  переведем в состояние  $p_2, v$ ; тогда

$$\frac{v}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}.$$

Затем при неизменном давлении  $p_2$  доведем объем  $v$  газ в таком случае

$$\frac{v_2}{v} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1}.$$



Перемножив соответственно правые и левые части двух последних уравнений, получим следующее уравнение:

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} = \frac{273 + t_2}{273 + t_1} = \frac{T_2}{T_1} \dots \dots \dots (5)$$

Соотношение это дает зависимость между значениями  $p, v, t$  в начале и в конце какого-либо процесса изменения состояния газа.

#### 4. Общее уравнение состояния.

Найденное выше соотношение (5) может быть представлено в таком виде:

$$\frac{p_2 v_2}{T_2} = \frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p v}{T} = \text{Const.} = R.$$

Из этого выражения получается общее уравнение состояния газа:

$$p \cdot v = R \cdot T \dots \dots \dots (6)$$

Уравнение это определяет зависимость между давлением, температурой и удельным объемом (или удельным весом) газа в любой момент процесса его изменения. По измеренным величинам давления и температуры можно вычислить соответствующий удельный вес.

Вводя величину  $G$ , равную полному весу газа, получаем

$$p \cdot V = G \cdot R \cdot T \dots \dots \dots (7)$$

Численное значение газовой постоянной  $R$  зависит от единиц измерения.

Если, например, давление выражено в кг/кв. м и удельный объем — в куб.м/кг, то газовая постоянная имеет следующие значения:

атм. воздух (сухой) . . . . .	$R = 29,27$
кислород . . . . .	$= 26,47$
азот . . . . .	$= 30,13$
водород . . . . .	$= 422,6$
водяной пар (сильно перегретый) . .	$= 47,0.$

Закон Б о й л я при очень высоких давлениях теряет свою точность, но отклонения становятся заметными, начиная лишь с давления в 200 атмосфер. В последнем случае следует обратиться к уравнению состояния ван-дер-Ва а л ь с а.

**1. Пример.** Для вычисления значения удельного объема либо удельного веса атмосферного воздуха достаточно произвести отсчеты по барометру  $b$  и по термометру  $t$ . Пусть  $b = 735,6$  мм ртутного столба,  $t = 15^\circ \text{Ц}$ .

Абсолютное давление  $p$  равно весу ртутного столба с поперечным сечением в 1 кв. м и высотой в 0,7356 м; поэтому

$$p = 0,7356 \cdot 13595 = 10000 \text{ кг/кв. м,} \quad T = 273 + 15 = 288$$

$$v = \frac{29,27 \cdot 288}{10000} = 0,844 \text{ куб. м./кг,} \quad \gamma = \frac{1}{v} = 1,185 \text{ кг/куб. м.}$$



Если обе измеренные величины  $t$  и  $b$  принимают значения

$$t = 0^\circ \text{Ц}, \quad b = 760 \text{ мм ртутного столба},$$

то  $p = 0,76 \cdot 13\,595 = 10\,333 \text{ кг/куб. м},$

$$v = \frac{29,27 \cdot 273}{10\,333} = 0,774 \text{ куб.м/кг}, \quad \gamma = \frac{1}{0,774} = 1,293 \text{ кг/куб. м}.$$

**2. Пример.** Компрессор подает в нагнетательный резервуар 150 кг/мин. воздуха. Определить объем всасываемого в минуту воздуха, если разрежение во всасывающем патрубке равно 125 мм водяного столба и температура равна  $12^\circ \text{Ц}$ . Отсчет по барометру дает 720 мм ртутного столба. При этих условиях

$$p = 0,720 \cdot 13\,595 - 0,125 \cdot 1\,000 = 9\,664 \text{ кг/куб. м}$$

$$T = 273 + 12 = 285, \quad v = \frac{29,27 \cdot 285}{9\,664} = 0,863 \text{ куб. м/мин.}$$

Всасываемый объем

$$V = G \cdot v = 150 \cdot 0,863 = 129,5 \text{ куб. м/мин.}$$

Если тот же компрессор при тех же условиях работает на водороде, то он может, при одинаковых давлении и температуре во всасывающем патрубке, засасывать тот же объем, как и при работе на воздухе. Но удельный объем водорода составляет

$$v = \frac{422,6 \cdot 285}{9\,664} = 12,5 \text{ куб. м/кг},$$

а потому полный вес всасываемого в минуту газа равен всего

$$G = \frac{129,5}{12,5} = 10,3 \text{ кг/мин.}$$

## 5. Уравнение состояния, отнесенное к килограмм-молекуле.

Уравнение состояния может быть приложено ко всякому газу, газовая постоянная которого известна. Представим себе два газа при одинаковых давлениях и одинаковых температурах.

Тогда

$$p v = R T, \quad p v_0 = R_0 T,$$

откуда следует, что

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\gamma_0}{\gamma} = \frac{R}{R_0}$$

Согласно закона Авогадро, удельные веса разных газов при соответственно равных давлениях и температурах относятся между собой, как их молекулярные веса ( $m$  и  $m_0$ ). Поэтому

$$\frac{\gamma_0}{\gamma} = \frac{m_0}{m} = \frac{R}{R_0}, \dots \dots \dots (8)$$



т.-е. газовые постоянные двух газов обратно пропорциональны их молекулярным весам или

$$m \cdot R = m_0 \cdot R_0 = \text{Const.} = \mathfrak{R},$$

вследствие чего уравнение состояния принимает вид:

$$p(vm) = (Rm) T \text{ или } p \cdot \mathfrak{B} = \mathfrak{R} T.$$

Входящая в последнее уравнение величина  $\mathfrak{R}$  является газовой постоянной для всех газов; величина  $\mathfrak{B}$  представляет собой объем, заключающий в себе число килограммов газа, равное молекулярному весу; этот объем называется объемом одной килограмм-молекулы. Уравнение состояния охватывает все газы при  $\mathfrak{R} = 848$ , если объем их отнесен не к одному, а к  $m$  кг, т.-е. к одной килограмм-молекуле.

Из уравнения состояния следует, что  $\mathfrak{B}$  для всех газов имеет при одинаковых давлении и температуре одно и то же значение. Так, например, при  $p = 1$  атм и  $t = 15^\circ \text{Ц}$

$$\mathfrak{B} = \frac{848 \cdot 288}{10\,000} = 24,4 \text{ куб. м/кг-мол.}$$

Этот объем  $\mathfrak{B}$  могут занимать либо 2 кг водорода, либо 32 кг кислорода, либо 28 кг окиси углерода и т. д.

Для газовых постоянных отдельных газов получаем, например, такие значения:

кислород	$m = 32$	$R = \frac{848}{32} = 26,5,$
окись углерода	$m = 28$	$R = \frac{848}{28} = 30,28,$
углекислота	$m = 44$	$R = \frac{848}{44} = 19,25,$
сернистая кислота	$m = 64$	$R = \frac{848}{64} = 13,25.$

## 6. Газовые смеси.

По закону Дальтона, полное давление газовой смеси равно сумме давлений, которые производили бы отдельные газы, если бы каждый из них, при той же температуре, занимал объем, равный объему всей смеси.

Пусть два газа весом  $G_1$  и  $G_2$  занимают при одинаковой температуре равные объемы  $V$ ; тогда в обоих объемах действуют соответственно давления  $p_1$  и  $p_2$ , определяемые соотношениями

$$p_1 V = G_1 R_1 T, \quad p_2 V = G_2 R_2 T.$$

Если оба газа соединены в одном общем пространстве с объемом  $V$ , то, по Дальтону, давление

$$p = p_1 + p_2 \text{ или } p \cdot V = T (G_1 R_1 + G_2 R_2)$$



и для газовой смеси получается уравнение состояния

$$p V = (G_1 + G_2) RT,$$

где  $R$  — газовая постоянная смеси, определяемая, на основании предыдущих уравнений, выражением

$$R = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G_1 + G_2} = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G} \dots \dots \dots (9)$$

Из этих уравнений определяем значения парциальных давлений  $p_1$  и  $p_2$ :

$$p_1 = p \frac{G_1 R_1}{GR}, \quad p_2 = p \frac{G_2 R_2}{GR} \dots \dots \dots (10)$$

и веса  $G_1$  и  $G_2$  обоих газов, входящих в состав смеси:

$$G_1 = \frac{R - R_2}{R_1 - R_2} \cdot G, \quad G_2 = \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} G \dots \dots \dots (11)$$

**3. Пример.** Для работы в компрессоре имеется в нашем распоряжении воздух с 5-процентным содержанием влаги. Определить газовую постоянную и удельный объем этого воздуха при 15° Ц и давлении в 735,6 мм ртутного столба.

Для сухого воздуха	$R_1 = 29,27$	$G_1 = 0,95 G$
Для перегретого водяного пара	$R = 46,95$	$G_2 = 0,05 G.$

Отсюда следует, что газовая постоянная

$$R = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G} = 29,27 \cdot 0,95 + 46,95 \cdot 0,05 = 30,15;$$

удельный же объем

$$v = \frac{30,15 \cdot 288}{10\,000} = 0,868 \text{ куб. м/кг.}$$

Найденная газовая постоянная  $R$  на 3% больше, чем газовая постоянная  $R_1$  для сухого воздуха; найденный удельный объем  $v$  также на 3% больше, чем та же величина для сухого воздуха (см. пример 1). Благодаря этому, вес воздуха, подаваемого компрессором, уменьшается; другими словами, работоспособность компрессоров при засасывании воздуха со значительной степенью влажности — понижается.

**4. Пример.** Определить весовой состав воздуха. Важнейшими составными частями воздуха являются кислород и азот:

для воздуха	$R = 29,27,$
„ кислорода	$R_1 = 26,47,$
„ азота	$R_2 = 30,13.$

На основании ур. (11) получаем для весов  $G_1$  кислорода и  $G_2$  азота следующие значения:

$$G_1 = \frac{29,27 - 30,13}{26,47 - 30,13} \cdot G = 0,2\,356 G$$

$$G_2 = (1 - 0,2\,356) G = 0,7644 G,$$



т.е. 100 весовых частей воздуха содержат 23,56 части кислорода и 76,44 части азота.

Для парциальных давлений по ур. (10) получаем следующие выражения:

$$p_1 = \frac{0,2356 \cdot 26,47}{29,27} = 0,213 p,$$

$$p_2 = (1 - 0,213) p = 0,787 p,$$

т.е. давление воздуха создается на 78,7% азотом и на 21,3% кислородом.

Обычно состав газовой смеси указывается путем задания объемных отношений, на основании которых могут быть вычислены весовые отношения.

Для нахождения весовых отношений представим себе в отдельности каждый из входящих в состав газовой смеси газ при том же давлении и той же температуре; тогда эти газы будут занимать различные объемы ( $V_1, V_2 \dots$ ); для каждого газа, очевидно, справедливо соответствующее уравнение состояния, т.е.

$$p V_1 = G_1 R_1 T, \quad p V_2 = G_2 R_2 T;$$

кроме того, имеем для смеси

$$p V = G R T.$$

На основании этих уравнений получаем

$$\frac{G_1}{G} = \left( \frac{V_1}{V} \right) \frac{R}{R_1}, \quad \frac{G_2}{G} = \left( \frac{V_2}{V} \right) \frac{R}{R_2}, \quad \dots \dots \dots (12)$$

Соотношения эти определяют весовые отношения  $\frac{G_1}{G}, \frac{G_2}{G}$  по заданным объемным отношениям  $\frac{V_1}{V}, \frac{V_2}{V}$ .

По большей части газовая постоянная  $R$  смеси бывает неизвестна, известны же удельные веса отдельных газов, входящих в состав смеси, при некотором определенном состоянии ( $15^\circ, 1 \text{ атм.}$ ); по этим удельным весам можно определить удельный вес смеси. В самом деле,

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

или

$$\gamma V = \gamma_1 V_1 + \gamma_2 V_2 + \dots,$$

откуда следует, что

$$\gamma = \gamma_1 \left( \frac{V_1}{V} \right) + \gamma_2 \left( \frac{V_2}{V} \right) + \dots \dots \dots (13)$$

Величины  $\frac{G_1}{G}, \frac{G_2}{G}, \dots$  определяются нижеследующими соотношениями:

$$\frac{G_1}{G} = \left( \frac{V_1}{V} \right) \frac{\gamma_1}{\gamma}, \quad \frac{G_2}{G} = \left( \frac{V_2}{V} \right) \frac{\gamma_2}{\gamma} \text{ и т. д. } \dots \dots (14)$$



При изучении газовых смесей можно воспользоваться понятием о килограмм-молекуле, если ввести в рассуждение средний (кажущийся) молекулярный вес  $m$  смеси. При этом мы получаем, что

$$\frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{m_1}{m}, \quad \frac{\gamma_2}{\gamma} = \frac{m_2}{m} \text{ и т. д.}$$

Подставляя эти выражения в ур. (13), найдем

$$m = m_1 \left( \frac{V_1}{V} \right) + m_2 \left( \frac{V_2}{V} \right) + \dots \dots \dots (15)$$

Если, вместо объемных отношений, заданы веса  $G_1, G_2, G_3$  отдельных газов, входящих в состав смеси, то сначала определяем число килограмм-молекул для каждой составной части:

$$n_1 = \frac{G_1}{m_1}, \quad n_2 = \frac{G_2}{m_2}, \quad n_3 = \frac{G_3}{m_3} \text{ и т. д.}$$

Сумма этих величин должна равняться числу килограмм-молекул смеси:

$$\frac{G}{m} = \frac{G_1}{m_1} + \frac{G_2}{m_2} + \frac{G_3}{m_3} + \dots = n_1 + n_2 + n_3 + \dots,$$

откуда

$$m = \frac{n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 + \dots}{n_1 + n_2 + n_3 + \dots} \dots \dots \dots (16)$$

Условное понятие о кажущемся молекулярном весе смеси дает средство для быстрого вычисления газовых постоянных.

**5. Пример.** Определить объемный состав атмосферного воздуха, если известно, что воздух содержит (пренебрегая ничтожно малыми примесями) 23,56 весовых части кислорода и 76,44 весовых части азота (см. пример 4).

Т. к. газовые постоянные смеси и отдельных газов нам известны, то для определения объемных соотношений можно применить ур. (12).

Для кислорода

$$\frac{G_1}{G} = 0,2356 \quad \frac{R_1}{R} = \frac{26,47}{29,27},$$

следовательно,

$$V_1 = \frac{26,47}{29,27} \cdot 0,2356 \cdot V = 0,213 V;$$

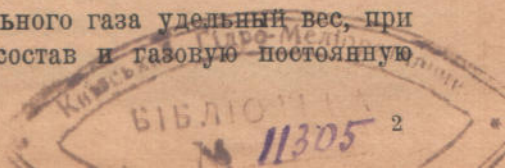
для азота

$$\frac{G_2}{G} = 0,7644 \quad \frac{R_2}{R} = \frac{30,13}{29,27},$$

$$V_2 = \frac{30,13}{29,27} \cdot 0,7644 \cdot V = 0,787 V.$$

Таким образом, воздух состоит из 21,3 объемных частей кислорода и 78,7 объемных частей азота.

**6. Пример.** Определить для светильного газа удельный вес, при давлении в 1 атм. и 15° Ц, весовой состав и газовую постоянную по заданному объемному составу его.





В нижеприведенной таблице 1, в первом вертикальном столбце, приведены данные об объемном составе для  $V=1$  куб. м; второй столбец содержит газовые постоянные  $R$  и третий — удельные веса  $\gamma$  отдельных газов (см. Hütte), отнесенные к 1 атм. и  $15^\circ$  Ц. Произведения соответствующих чисел первого и третьего столбцов дают значения  $\gamma_1 V_1$ ,  $\gamma_2 V_2$  и т. д., отнесенные к  $V=1$ ; сумма этих произведений, очевидно, равна удельному весу  $\gamma$  смеси. Пользуясь значением  $\gamma$ , находим по ур. (14) весовые содержания каждого газа в смеси (см. последний столбец) путем деления чисел четвертого столбца на  $\gamma$ .

Для определения газовой постоянной смеси применим непосредственно уравнение состояния, согласно которого

$$R = \frac{p}{\gamma T} = \frac{10\,000}{0,4732 \cdot 288} = 73,6;$$

значение  $R$  — можно также вычислить по ур. (9), в которое входит сумма произведений из веса на газовую постоянную для каждого содержащегося в смеси газа.

Таблица 1.

Наименование газа.	$V=1$ куб. м содержит (в куб. м).	Газовые постоянные $R$	Удельные веса $\gamma$ при 1 атм. и $15^\circ$ Ц.	$\gamma_1 V_1$ и т. д. при $V=1$ куб. м.	1 кг содержит (в г).
H	0,4850	422,6	0,0827	0,0401	0,0848
CH <sub>4</sub>	0,3500	52,8	0,6570	0,2300	0,4865
C	0,0700	30,26	1,1480	0,0804	0,1700
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,0450	30,20	1,149	0,0517	0,1084
CO <sub>2</sub>	0,0200	19,14	1,804	0,0361	0,0763
O	0,0025	26,47	1,312	0,0033	0,0071
N	0,0275	30,13	1,151	0,0316	0,0669
	1,0000			0,4732	1,0000

7. Пример. Газовую постоянную светильного газа, определенную в примере 6 по заданному объемному составу, можно вычислить проще, пользуясь понятием о среднем молекулярном весе (ур. 15), как показано в таблице 2.

Таблица 2.

Газовая смесь, состоящая из	Молекулярный вес $m$	$\frac{V_1}{V}, \frac{V_2}{V}$ и т. д.	$m_1 \frac{V_1}{V}, m_2 \frac{V_2}{V}$ и т. д.
H	2	0,4850	0,97
CH <sub>4</sub>	16	0,3500	5,60
CO	28	0,0700	1,96
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28	0,0450	1,26
CO <sub>2</sub>	44	0,0200	0,88
O	32	0,0025	0,08
N	28	0,0275	0,77
		1,0000	11,52



Итак, средний молекулярный вес

$$m = 11,52,$$

следовательно, газовая постоянная

$$R = \frac{848}{11,52} = 73,6.$$

## 7. Влажный воздух.

Атмосферный воздух всегда содержит небольшое количество водяных паров; последние можно рассматривать, как газ с небольшим парциальным давлением, в том случае, если они находятся в прозрачном воздухе в ненасыщенном состоянии. В предельном состоянии воздух бывает насыщен водяными парами; 1 куб. м содержит тогда при определенной температуре воздуха соответствующее этой температуре количество кг пара ( $\gamma_s$  кг/куб. м). При насыщенном водяными парами воздухе содержание водяных паров согласуется с удельным весом  $\gamma_s$ , каковой зависит только от температуры смеси и численное значение которого получается из соответствующей таблицы (Hütte, изд. 1917 г., стр. 431).

При дальнейшем повышении содержания паров воздух перенасыщается ими и становится мокрым, при чем влага выделяется в виде тумана.

Если 1 куб. м воздуха содержит количество паров  $\gamma_a$  (кг/куб. м), меньшее, чем  $\gamma_s$ , то воздух не будет ими насыщен; вес  $\gamma_a$  называется абсолютной влажностью, а отношение

$$x = \frac{\gamma_a}{\gamma_s}$$

относительной влажностью.

Определив из опыта парциальное давление  $p_a$  пара в исследуемом воздухе, можно затем, на основании нижеследующих соображений, вычислить значение  $x$ . Т. к. уравнение состояния с достаточной степенью точности справедливо и для водяного пара, то ( $R_a$  — газовая постоянная для водяного пара):

$$\frac{p_a}{\gamma_a} = R_a T \quad \frac{p_s}{\gamma_s} = R_a T$$

$$x = \frac{\gamma_a}{\gamma_s} = \frac{p_a}{p_s}, \dots \dots \dots (17)$$

при чем для  $p_s$  и  $\gamma_s$  следует брать из таблицы для пара значения, соответствующие температуре  $t$  воздуха.

При  $x = 1$  воздух насыщен водяными парами. При  $x < 1$  один куб. м способен поглотить еще  $(1 - x) \gamma_s$  гр водяного пара. Если при вычислении получается  $x > 1$ , то в этом случае изменение состояния сопровождается осаждением воды, и  $x$  становится равным единице.

Пользуясь двумя точными термометрами, по которым могут быть отсчитаны десятые доли градуса (психрометр), не трудно определить



опытом относительную влажность. С этой целью обертывают шарик одного из термометров влажной тряпочкой и слегка передвигают оба термометра взад и вперед в неподвижном воздухе. Тогда тотчас же устанавливается остающаяся постоянной разность  $t - t_f$  температур, показываемых сухим и смоченным термометрами. Если через  $p_s$  и  $p_f$  назовем соответствующие давления пара, значения которых следует брать из таблицы водяных паров, то  $x$  вычисляется по следующим формулам <sup>1</sup>:

$$\left. \begin{aligned} p_a &= x p_s = p_f - 0,60 (t - t_f), \text{ при } t > 0 \\ p_a &= x p_s = p_f - 0,52 (t - t_f), \text{ при } t < 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

Влажность воздуха изменяет величину газовой постоянной. Вычисление ее производится на основании закона Д а л ь т о н а ( $p_i$  — парциальное давление воздуха):

$$p_i = p - p_a = p - x p_s.$$

Вес сухого воздуха, находящегося в 1 куб. м смеси,

$$\gamma_i = \frac{p - x p_s}{R_i T}.$$

Содержание водяных паров

$$\gamma_a = \frac{x p_s}{R_a T}.$$

Для смеси

$$\gamma_i + \gamma_a = \frac{p}{RT}.$$

Из этого уравнения следует, что

$$\gamma_i + \gamma_a = \frac{p}{R_i T} = \left[ 1 - x \frac{p_s}{p} \left( 1 - \frac{R_i}{R_a} \right) \right].$$

Подставляя в это соотношение значения  $R_i$  и  $R_a$ ,

$$R_i = 29,27 \text{ и } R_a = 47,1,$$

получаем окончательное уравнение:

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \cdot x \cdot \frac{p_s}{p}} \dots \dots \dots (19)$$

**8. Пример.** При измерении, произведенном в воздухе вышеописанным психрометром, сухой термометр показал температуру  $t = 25^\circ$ , а смоченный —  $t_f = 23,2^\circ$ ; показание барометра = 746 мм ртутного столба.

Определить влажность и газовую постоянную.

По таблице для пара получаем, что

при  $25^\circ$  давление пара  $p_s = 23,8$  мм ртутн. ст. (0,0324 абс. атм.)

удельный вес  $\gamma_s = 0,0231$  кг/куб. м

при  $23,2^\circ$  давление пара  $p_f = 21,3$  мм ртутн. ст.

<sup>1</sup> Hütte, 1917, стр. 432.



$$\text{По ур. (18) } x = \frac{21,3 - 0,60 (25 - 23,2)}{23,8} = 0,85;$$

абсолютная влажность  $\gamma_d = x \cdot \gamma_s = 0,85 \cdot 0,0231 = 0,01965$  кг/куб. м (т.-е.

1 куб. м воздуха содержит 19,65 гр водяного пара),

давление пара  $p_d = x \cdot p_s = 0,85 \cdot 23,8 = 20,3$  мм ртутн. ст.

Температура, соответствующая этому давлению пара = 22,5°.

Поэтому, при понижении температуры воздуха с 25° до 22,5° достигается точка росы, и воздух становится насыщенным водяными парами.

По ур. (19) получаем для газовой постоянной

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \cdot 0,85 \cdot \frac{23,8}{746}} = 29,56.$$

Это значение  $R$  больше чем  $R$  для сухого воздуха; следовательно, влажный воздух имеет больший удельный объем или меньший удельный вес, чем сухой воздух при том же давлении и той же температуре.

Если влажный воздух из заданного состояния ( $p, t, x, p_s$ ) каким либо образом переводится в другое состояние с иным давлением  $p'$  и иной температурой  $t'$ , то относительная влажность также принимает другое значение  $x'$ .

При повышении температуры величина  $x$  быстро убывает; следовательно, во время сжатия влияние водяного пара уменьшается. Но если температура в нагнетательном резервуаре снова понижается до температуры наружного воздуха, то значение  $x$  возрастает и может дойти до единицы. При  $x > 1$  понятие об относительной влажности теряет свой смысл.

При выводе зависимости между значениями  $p, T, x$  и т. д. в начале и в конце процесса, можно с достаточной точностью принять, что газовая постоянная смесь остается неизменной. Тогда для смеси

$$\frac{p}{\gamma} = R T \text{ и } \frac{p'}{\gamma'} = R T$$

или:

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'}{p} \cdot \frac{\gamma}{\gamma'};$$

аналогичным образом для водяного пара:

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'_d}{p_d} \cdot \frac{\gamma_d}{\gamma'_d};$$

Сравнивая два последних уравнения, находим:

$$\frac{p'}{p} \cdot \frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{p'_d}{p_d} \cdot \frac{\gamma_d}{\gamma'_d}.$$



Принимая во внимание, что:

$$\frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{\gamma_d}{\gamma'_d}; p_d = xp_s \text{ и } p'_d = x'p'_s,$$

получаем:

$$x' = x \frac{p'}{p} \cdot \frac{p_s}{p'_s} \dots \dots \dots (20)$$

9. **Пример.** Тот же воздух, что в примере 8, сжимается до 1,5 абс. атм. и принимает при этом температуру в 60° Ц. Определить относительную влажность.

В начальном состоянии:

$$p = 1,015 \text{ атм, } p_s = 0,0324 \text{ атм абс., } t = 25^\circ, x = 0,85.$$

В конечном состоянии:

$$p' = 1,5 \text{ атм, } p'_s = 0,202 \text{ атм, } t' = 60^\circ.$$

Следовательно,

$$x' = 0,85 \cdot \frac{1,5 \cdot 0,0324}{1,015 \cdot 0,202} = \sim 0,2.$$

Таким образом, относительная влажность при сжатии сильно понизилась; поэтому газовая постоянная в конечном состоянии не отличается заметно от величины газовой постоянной для сухого воздуха.

Из таблицы для водяных паров следует, что при  $t' = 60^\circ$

$$\gamma_s' = 0,180 \text{ кг/куб. м,}$$

поэтому абсолютная влажность

$$\gamma' = 0,2 \cdot 0,18 = 0,036 \text{ кг/куб. м.}$$

В нагнетательном резервуаре относительная влажность вновь повышается при понижении температуры. Значение  $x' = 1$  достигается при (см. ур. 20)

$$p'_s = 0,85 \cdot \frac{1,5}{1,015} \cdot 0,0324 = 0,041 \text{ атм.}$$

Этому давлению, согласно таблицы для паров, соответствует температура  $t' = 29^\circ$  Ц. Если температура понизилась до этого значения, то в нагнетательном резервуаре достигается точка росы. Если температура понижается еще дальше, то происходит осаждение воды.

## Б. Теплота и работа.

### 8. Первый основной закон термодинамики.

Первым основным законом термодинамики называется установленное из опыта положение об эквивалентности теплоты и работы.

Если за техническую единицу теплоты принять то количество теплоты, которое необходимо затратить, чтобы поднять темпера-



туру 1 кг воды с  $0^\circ$  до  $1^\circ$  Ц (калория), и за техническую единицу работы принять один килограммометр, то первый закон термодинамики (закон **сохранения энергии**) может быть сформулирован следующим образом: если каким-либо путем теплота превращается в механическую работу, то каждая превращенная единица теплоты дает 427 кг/м работы (Роберт Майер, 1842 г.).

Для компрессоров справедливо обратное заключение: при превращении работы в теплоту каждый килограммометр работы дает  $\frac{1}{427}$  калории. Таким образом, отдаваемая компрессору работа заключается в виде эквивалентного количества теплоты в уходящем газе и в охлаждающей воде.

Величина  $1/A = 427$  называется механическим эквивалентом теплоты. Первый закон термодинамики, устанавливая неуничтожаемость энергии при превращениях теплоты в работу и обратно, указывает на невозможность осуществления так называемого „perpetuum mobile первого рода“.

## 9. Второй основной закон термодинамики.

При превращении механической работы в теплоту, например, при торможении двигателя, вся энергия может полностью, без остатка, перейти в эквивалентное количество теплоты.

Совершенно иное происходит при превращении теплоты в работу; в этом случае, согласно данных опыта, только часть располагаемой теплоты превращается в эквивалентное количество работы, даже если пренебречь всеми потерями, происходящими вследствие теплопроводности и сопротивлений. На практике нет возможности превратить теплоту в работу без одновременной затраты некоторого дополнительного количества теплоты, которое превращению в работу не подвергается.

Такое превращение вообще возможно только при наличии разности температур; самое превращение происходит тем благоприятнее, чем больше перепад температур, наблюдаемый в процессе преобразования. Громадные количества теплоты, заключенные в атмосферном воздухе и в океанах, не могут быть использованы для получения работы, т. к. разность температур отсутствует.

Если процесс протекает в обратном направлении, т. е. если теплота от сильно охлажденного тела должна передаваться окружающей среде, имеющей более высокую температуру (производство холода), то такой процесс не может быть осуществлен без затраты механической работы, точно так же, как нельзя получить из теплоты работу без приложения дополнительного количества теплоты. Эти положения, полученные на основании опыта, называются вторым законом термодинамики. Если бы было возможно без приложения работы приводить теплоту к более высокой температуре, то тем самым был бы создан перепад теплоты, и тело, получившее теплоту, могло бы часть этой теплоты превратить



в работу. Таким путем энергия была бы получена из ничего, однако без нарушения тем самым первого закона термодинамики („perpetuum mobile второго рода“).

Данные о значении второго закона термодинамики для обратимых и необратимых круговых процессов приведены в параграфах 20 и 21.

## 10. Первое основное уравнение для газов.

Изменение состояния связано вообще с соответственным сообщением или отнятием теплоты.

Пусть 1 кг газа заключен в сосуд, объем которого не может изменяться; тогда, при сообщении газу количества теплоты  $dQ$ , температура его поднимется на некоторую величину  $dT$ . Опыты показывают, что упомянутое количество теплоты  $dQ$ , в пределах умеренного изменения температур, пропорционально повышению  $dT$  температуры, т.-е. имеет значение, равное  $c_v dT$ . Множитель  $c_v$  означает то количество теплоты, которое нужно сообщить газу, чтобы повысить его температуру на  $1^\circ$  Ц. Величина  $c_v$  называется теплоемкостью при постоянном объеме.

При каком-либо другом изменении состояния требуется, как выяснено из опыта, то же количество теплоты  $c_v dT$  исключительно для повышения температуры на  $dT$ ; поэтому можно допустить, что при процессе изменения состояния сначала происходит только повышение температуры при постоянном объеме, а затем уже наступает изменение объема, при чем давление можно считать постоянным, если  $dQ$  достаточно мало.

Подобное изменение объема можно представить себе осуществленным, благодаря вставленным в стенки сосуда в любом числе мест поршням, свободным от трения, на которые действуют снаружи силы, уравновешивающие внутреннее давление газа.

Сообщенное газу количество теплоты  $dQ$  вызывает, кроме повышения температуры, еще и увеличение объема, выражающееся в перемещении  $ds$  в наружную сторону поршней с суммарным поперечным сечением  $f$ .

Это увеличение объема  $dv = f ds$ .

Для преодоления действующего на всю площадь  $f$  поршней противодавления  $p$   $f$  на пути  $ds$  требуется приложение работы

$$dL = p \cdot f \cdot ds = p \cdot dv$$

Полная работа, отдаваемая во внешнюю сферу при переходе от состояния 1 к состоянию 2, имеет величину

$$L = \int_1^2 p dv$$

и должна быть подведена в виде теплоты, т.-е. газу должно быть сообщено  $A \cdot L$  кал. ( $A = 1/427$ ).



При бесконечно малом изменении состояния, полное количество теплоты, требующееся для повышения температуры и для расширения газа, имеет следующее выражение:

$$dQ = c_v dT + A dL = c_v dT + A p dv \dots \dots \dots (21)$$

Для конечного изменения состояния, считая величину  $c_v$  постоянной, получаем

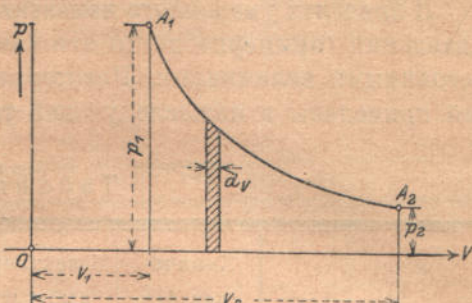
$$Q = c_v (T_2 - T_1) + AL \dots \dots \dots (22)$$

(первое основное уравнение для газов).

Внешняя работа  $L$  может быть определена, если известна зависимость между  $p$  и  $v$ .

Нанося в системе декартовых координат  $v$  по оси абсцисс и  $p$  по оси ординат, мы получаем кривую давления в виде так называемой диаграммы  $p v$ . Работа  $L$  изображается площадью, ограниченной кривой давления, ординатами начальной и конечной точек и осью абсцисс (фиг. 1).

Если имеет место частный случай—повышение температуры при постоянном давлении, то упомянутая площадь на диаграмме  $p v$  превращается в прямоугольник, при чем



Фиг. 1.

$$L = \int_1^2 p dv = p (v_2 - v_1).$$

Пользуясь уравнением состояния, получаем из предыдущего выражения:

$$L = R (T_2 - T_1).$$

При  $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{Ц}$  имеем:

$$R = L,$$

т.е. газовая постоянная представляет собой механическую работу, которую отдает во внешнюю среду 1 кг газа, если при этом его давление остается неизменным, а температура повышается на  $1^\circ \text{Ц}$ .

Пусть температура газа повысилась на  $1^\circ \text{Ц}$ ; для этого необходимо сообщить газу некоторое количество теплоты, имеющее различные значения в зависимости от характера процесса изменения состояния газа. Из всех этих различных величин количества теплоты (теплоемкостей) особенно важную роль играют две, а именно: теплоемкость при постоянном объеме  $c_v$  и теплоемкость при постоянном давлении —  $c_p$ .

Соотношение между обеими теплоемкостями определяется по уравнению (22), в которое подставляем, вместо  $Q$ —величину  $c_p$ , принимая  $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{Ц}$  и  $L = R$ ; тогда

$$c_p = c_v + AR \dots \dots \dots (23)$$



Из ур. (23) видно, что  $c_p$  всегда больше  $c_v$ , как раз на тепловой эквивалент отданной во внешнюю среду работы  $R$ . Вводя обозначение

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

из ур. (23) получаем:

$$c_v = \frac{AR}{k-1} \dots \dots \dots (24)$$

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR \dots \dots \dots (25)$$

### 11. Численные значения теплоемкостей.

В пределах умеренного изменения температур (примерно до 100° Ц) и давлений (примерно до 10 атм.) можно считать теплоемкости газов постоянными величинами. Некоторые численные значения теплоемкостей приведены в нижеследующей таблице.

Таблица 3.

	Химическая формула.	Молекулярный вес $m$	$c_v$	$c_p$	$k$
Воздух . . . . .	—	28,95	0,170	0,238	1,405
Кислород . . . . .	O <sub>2</sub>	32	0,155	0,217	1,4
Водород . . . . .	H <sub>2</sub>	2,016	2,42	3,41	1,405
Азот . . . . .	N <sub>2</sub>	28,08	0,176	0,247	1,408
Окись азота . . . . .	NO	30,04	0,165	0,231	1,400
Окись углерода . . . . .	CO	28,00	0,172	0,242	1,410
Углекислота . . . . .	CO <sub>2</sub>	44,00	0,160	0,21	1,28
Сернистая кислота . . . . .	SO <sub>2</sub>	64,06	0,120	0,15	1,25
Аммиак . . . . .	NH <sub>3</sub>	17,06	0,41	0,53	1,28

Приведенные цифры обладают точностью, большей частью достаточной для пользования ими при расчете турбокомпрессоров; в поршневых же компрессорах разности в давлениях и температурах нередко бывают настолько велики, что изменяемость теплоемкостей должна быть принята во внимание.

Обстоятельные опыты в этом направлении произведены только для воздуха; опыты Langen'a и др. показывают, что теплоемкость несколько растет вместе с температурой. Зависимость между теплоемкостью и температурой дана следующей формулой:

$$c_p = c_{p0} + bt, \dots \dots \dots (26)$$

при чем для воздуха

$$b = 0,000366, \quad c_{p0} = 0,239.$$



Величины теплоемкостей ни в коем случае не являются независимыми от давления, как это до сих пор принималось, — теплоемкости при высоких давлениях сильно повышаются, как это показали опыты L. Holborn'a и M. Jakob'a, произведенные в Физико-Техническом Институте в Берлине<sup>1</sup>. Опыты эти производились над воздухом с температурой в 60° Ц, при чем давление изменялось от 1 до 300 атмосфер. Для определения теплоемкости  $c_p$  при 60° Ц в зависимости от давления, на основании результатов опытов, предложена была формула следующего вида:

$$10^4 c_p = 2413 + 2,86 p + 0,0005 p^2 - 0,00001 p^3,$$

где  $p$  — давление в кг/кв. см.

В таблице 4 приведены некоторые значения  $c_p$ , вычисленные по вышеприведенным формулам. Из таблицы можно усмотреть влияние температуры и особенно давления на значение  $c_p$ .

Таблица 4.

Величина теплоемкости  $c_p$  воздуха.

Д а в л е н и е в кг/кв. см	0°	60°	120°	180°	240°
1 . . . . .	0,2394	0,2416	0,2438	0,2460	0,2482
25 . . . . .	0,2463	0,2485	0,2507	0,2529	0,2551
50 . . . . .	0,2534	0,2556	0,2578	0,2600	0,2622
100 . . . . .	0,2672	0,2694	0,2716	0,2738	0,2760
150 . . . . .	0,2797	0,2819	0,2841	0,2863	0,2885
200 . . . . .	0,2903	0,2925	0,2947	0,2969	0,2991
300 . . . . .	0,3002	0,3024	0,3046	0,3068	0,3090

Для расчетов нередко представляется удобным, чтобы в уравнение Langen'a входила абсолютная температура; произведя для этого случая соответствующее преобразование, найдем:

$$c_p = c_{p_0} + b (T - 273).$$

Вводя обозначение

$$a_p = c_{p_0} - b \cdot 273,$$

имеем:

$$c_p = a_p + b T,$$

при чем

$$10^4 a_p = 2391 - 0,366 \cdot 273 = 2291.$$

Вводя аналогичное обозначение  $a_v$ , получаем:

$$a_v = a_p - AR = 0,2291 - 0,0684 = 0,1607.$$

<sup>1</sup> См. Z. d. V. d. Ing. 1914 г., стр. 1429.



Благодаря введению абсолютной температуры, в ур. (26) изменилось только значение первого его члена.

## 12. Теплоемкости газовых смесей.

Теплоемкости  $c_v$  и  $c_p$  газовой смеси определяются, исходя из следующего основного положения: если различные газы с одинаковыми давлениям, объемами и температурами должны получить одинаковое повышение температуры, то необходимо сообщить каждому газу одно и то же количество теплоты.

Веса этих газов относятся друг к другу, как их молекулярные веса; поэтому если взять число килограммов каждого газа, равное его молекулярному весу, то объемы ( $\mathfrak{B}$ ) каждого газа будут равны между собой. Эти объемы газов удовлетворяют условию вышеприведенного основного положения; следовательно, количество теплоты, необходимое для повышения температуры на  $1^\circ \text{C}$ , одинаково для всех объемов. На основании только что сказанного можем написать:

$$m_1 c_{v_1} = m_2 c_{v_2} = m_3 c_{v_3} = \dots$$

где буквами  $m_1, m_2, \dots$  обозначены молекулярные веса, а буквами  $c_{v_1}, c_{v_2}, \dots$  соответствующие теплоемкости.

Из приведенного соотношения вытекает следующее положение: теплоемкость, отнесенная к килограмм-молекуле, для всех (простых) газов имеет одну и ту же величину.

Поэтому из ур. (26), путем умножения чисел  $a$  и  $b$  на 28,95 (кажущийся молекулярный вес воздуха), получаем для простых газов, в согласии с опытами Лангена,

$$\left. \begin{aligned} (m c_v) &= 4,6 + 0,0011 T \\ \text{Для углекислоты было получено} & \\ m c_v &= 5,42 + 0,0052 T \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (27)$$

Результаты новейших опытов указывают на некоторые отклонения от этих численных значений; поэтому затронутый вопрос требует дальнейшего изучения с учетом влияния давления, не принимавшегося во внимание в прежних исследованиях.

Приведенный простой способ определения теплоемкости не может быть применен, если смесь содержит значительные количества углекислоты или иных продуктов сгорания, т. к. для этих газов теплоемкость, рассчитанная на килограмм-молекулу, имеет уже другое значение. В этом случае следует исходить из положения, гласящего, что теплота смеси равна сумме теплот отдельных газов, т.-е.

$$\begin{aligned} c_v \cdot G &= c_{v_1} \cdot G_1 + c_{v_2} \cdot G_2 + \dots \\ c_v &= c_{v_1} \left( \frac{G_1}{G} \right) + c_{v_2} \left( \frac{G_2}{G} \right) + \dots \dots \dots (28) \end{aligned}$$

Из этого соотношения можно определить  $c_v$  по весовому содержанию отдельных составных частей и по их теплоемкостям.



Между  $c_v$  и  $c_p$ , согласно ур. (23), существует зависимость:

$$mc_p - mc_v = mAR = \frac{848}{427} = 1,99 = \sim 2,$$

т.е. разность между теплоемкостями при постоянном давлении и при постоянном объеме, отнесенными к килограмм-молекуле, одинакова для всех газов и равна 1,99.

Поэтому ур. (23) принимает такой вид:

$$c_p = c_v + \frac{1,99}{m} \dots \dots \dots (29)$$

На основании ур. (29) отношение

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{1,99}{mc_v} \dots \dots \dots (30)$$

Для простых газов при умеренных разностях давлений, в согласии с ур. (27),

$$k = 1 + \frac{1,99}{4,6 + 0,0011 T};$$

отсюда при

$t = 0$	100	200° Ц
$k = 1,406$	1,397	1,388.

Мы видим, что значение  $k$  изменяется мало, в виду чего среднее значение  $k = 1,4$  является для простых газов подходящим в большинстве случаев.

**10. Пример.** Определить среднее значение теплоемкости светильного газа состава, указанного в примере 6 таблицы 1, сжимаемого в пределах изменения температуры от 20° до 100°.

При решении этой задачи можно исходить непосредственно из ур. (28), пользуясь вычисленными в примере 6 по заданному объемному составу данными о весовом составе светильного газа. При этом нет необходимости знать теплоемкости отдельных газов, если только известны их молекулярные веса. Для каждого простого газа, входящего в смесь, получаем при  $T = 273 + 60 = 333$ , что:

$$c_v = \frac{4,6 + 0,0011 \cdot 333}{m} = \frac{4,97}{m};$$

для углекислоты:

$$c_v = \frac{5,42 + 0,0052 \cdot 333}{m_k} = \frac{7,15}{m_k}.$$

Полная сумма, из которой составляется, согласно ур. (28), величина  $c_v$ , может быть разбита на две части; первая часть учитывает теплоемкость простых газов, вторая—теплоемкость углекислоты, вес которой равен  $G_k$ , а молекулярный вес  $= m_k$ .



Тогда

$$c_v = \left( \frac{G_1}{Gm_1} + \frac{G_2}{Gm_2} + \dots \right) 4,97 + \frac{G_k}{Gm_k} \cdot 7,15.$$

Результаты вычислений видны из таблицы 5.

Таблица 5.

Наименование газа.	$\frac{G_1}{G}$ и т. д.	$m_1, m_2$ и т. д.	$\frac{G_1}{Gm_1}$ и т. д.	$\frac{V_1}{V}$ и т. д.	$m_1 \frac{V_1}{V}$ и т. д.
H . . . . .	0,0848	2	0,0424	0,4850	0,970
CH <sub>4</sub> . . . . .	0,4865	16,03	0,0303	0,3500	5,610
CO . . . . .	0,1700	28,0	0,0061	0,0700	1,960
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> . . . . .	0,1084	28,93	0,0038	0,0450	1,302
O . . . . .	0,0071	32	0,0002	0,0200	0,640
N . . . . .	0,0669	28,08	0,0024	0,0025	0,070
			0,0852		
CO <sub>2</sub> . . . . .	0,0763	44	0,0017	0,0275	1,210
	1,0000			1,0000	11,762

Пользуясь найденными числами, получаем:

$$c_v = 0,0852 \cdot 4,97 + 0,0017 \cdot 7,15 = 0,435$$

$$c_p = c_v + AR = 0,435 + \frac{73,6}{427} = 0,607$$

$$k = \frac{0,607}{0,435} = 1,394.$$

В таблице 5 приведены вычисленные значения выражения:

$$m = m_1 \frac{V_1}{V} + m_2 \frac{V_2}{V} + \dots = 11,762.$$

Если бы углекислота принадлежала к числу простых газов, то значение  $c_v$  можно было бы найти, не прибегая к предварительному вычислению весового состава по заданному объемному. В этом случае мы получили бы:

$$c_v = \frac{4,97}{11,762} = 0,423,$$

вместо найденного точного значения  $c_v$ , равного 0,435.

### Теплоемкость влажного воздуха.

Теплоемкость смеси сухого воздуха с перегретым водяным паром может быть определена по ур. (28), из которого получаем:

$$c_v = c_i \frac{G_i}{G} + c_d \frac{G_d}{G};$$



$G_i$ ,  $G_d$  и  $G$ , согласно сказанного в параграфе 7, имеют соответственно следующие значения:

$$\text{для сухого воздуха } G_i = \frac{p - xp_s}{R_i} \cdot \frac{V}{T},$$

$$\text{для водяного пара } G_d = \frac{xp_s}{R_d} \cdot \frac{V}{T},$$

$$\text{для влажного воздуха } G = \frac{p}{R} \cdot \frac{V}{T}.$$

Подставляя эти значения  $G_i$ ,  $G_d$  и  $G$  в вышеприведенное уравнение для  $c_v$ , находим:

$$c_v = \frac{c_i \cdot R}{pR_i} \left[ p - xp_s \left( 1 - \frac{c_d \cdot R_i}{c_i \cdot R_d} \right) \right]$$

В практических приложениях теплоемкости могут считаться постоянными; в таком случае:

$$\begin{array}{ll} c_d = 0,39 & c_i = 0,17 \\ R_d = 47 & R_i = 29,27 \end{array}$$

Принимая во внимание приведенное в ур. (19) выражение для газовой постоянной смеси, получаем:

$$c_v = 0,17 \frac{p + 0,43 \cdot xp_s}{p - 0,377 \cdot x \cdot p}; \dots \dots \dots (31)$$

Здесь через  $x$  обозначена относительная влажность при давлении  $p$  воздуха и через  $p_s$  — давление водяных паров, соответствующее состоянию насыщения.

**11. Пример.** Для воздуха, данные о котором приведены в примере 8, имеем при:

$$x = 0,85 \quad p = 1,015 \text{ атм.} \quad p_s = 0,0324 \text{ атм. (соотв. } 25^\circ \text{ Ц)}$$

$$c_v = 0,17 \frac{1,015 + 0,43 \cdot 0,85 \cdot 0,0324}{1,015 - 0,377 \cdot 0,85 \cdot 0,0324} = 0,175$$

$$c_p = 0,175 + \frac{29,56}{427} = 0,244$$

$$k = \frac{0,244}{0,175} = 1,39.$$

### 13. Давление и температура газовых смесей.

Допустим, что в пространствах  $V_1$  и  $V_2$  заключено два различных газа с давлениями  $p_1$  и  $p_2$  и температурами  $t_1$  и  $t_2$ . Требуется определить давление и температуру после их смешения. Оба газа смешаны так, что смесь имеет объем:

$$V = V_1 + V_2.$$



Вес смеси:

$$G = G_1 + G_2.$$

Т. к. содержание теплоты в смеси равно сумме содержания теплоты в каждом газе до смешения, то:

$$Gc_v T = G_1 c_{v_1} T_1 + G_2 c_{v_2} T_2;$$

но, на основании ур. (28),

$$Gc_v = G_1 c_{v_1} + G_2 c_{v_2}.$$

Поэтому температура смеси:

$$T = \frac{G_1 c_{v_1} T_1 + G_2 c_{v_2} T_2}{G_1 c_{v_1} + G_2 c_{v_2}} \dots \dots \dots (32)$$

Чтобы ввести в уравнение (32) объемы вместо весов, воспользуемся тем обстоятельством, что:

$$G_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1} \qquad G_2 = \frac{p_2 V_2}{R_2 T_2}.$$

Подставляя эти выражения для  $G_1$  и  $G_2$  в ур. (32) и имея в виду, что, по крайней мере, для трудно сжижаемых газов:

$$\frac{m_1 c_{v_1}}{m_1 R_1} = \frac{m_2 c_{v_2}}{m_2 R_2} \dots \dots \dots$$

получаем:

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2}} \dots \dots \dots (33)$$

Принимая во внимание, что:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = G_1 R_1 \qquad \frac{p_2 V_2}{T_2} = G_2 R_2$$

и что по ур. (9)

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

получаем:

$$GRT = p_1 V_1 + p_2 V_2$$

или

$$pV = p_1 V_1 + p_2 V_2 \dots \dots \dots (34)$$

Из последнего уравнения может быть определено давление смеси  $p$ .

#### 14. Э н т р о п и я .

Согласно первого закона термодинамики, теплота является одним из видов энергии. Если телу сообщена теплота, то его способность производить работу стала больше, т. к. носитель теплоты имеет более высокую температуру и располагает, в сравнении с окружающей средой, известным запасом энергии в форме теплоты. Чем теплее носи-



тель теплоты, тем выше значение располагаемой для производства работы теплоты. Поэтому, температуру можно рассматривать, как меру интенсивности энергии, находящейся в теле в форме теплоты; температура в этом отношении имеет известную аналогию с движущей силой при механической энергии, или с давлением сжатой жидкости, или с высотой подпора при плотинах.

На основании этих опытных положений, бесконечно-малое количество  $dQ$  тепловой энергии можно представить себе в виде произведения двух множителей; одним из множителей является температура  $T$  (абсолютная), другой же множитель  $dS$  называется приращением энтропии. Таким образом, получаем выражение:

$$dQ = T \cdot dS,$$

соответствующее формуле для работы:

$$dL = p \cdot dv.$$

Для конечного изменения состояния имеем:

$$Q = T_m (S_2 - S_1),$$

где через  $T_m$  обозначено среднее значение (меняющейся во время процесса) температуры.

Сравнивая температуру при тепловой энергии с давлением сжатой жидкости, можно сделать такое заключение касательно природы носителя энергии: меры интенсивности в обоих случаях не зависят от свойств материи и являются лишь характеристиками состояния этой последней в данный момент.

Определим приращение энтропии, получающееся при переходе тела из одного (начального) состояния в другое (конечное). Из первого основного уравнения получаем, что

$$dQ = T \cdot dS = c_v dT + Apdv,$$

откуда

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + Ap \frac{dv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v};$$

предполагая теплоемкость постоянной, как это имеет место при умеренных изменениях давления и температуры, получаем:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \dots \dots \dots (35)$$

Выражение это показывает, что величина приращения энтропии зависит от природы рассматриваемого газа, а также от величин, характеризующих состояние газа в начале и в конце процесса. Напротив, величина приращения энтропии не зависит от характера изменения состояния газа (т.-е. от состояния газа в промежуточных, относительно начального и конечного, состояниях). В этом заключается очень важное различие между энтропией и  $Q$  или  $L$ , величины которых зависят и



от промежуточных (относительно начального и конечного) состояний газа. Принимая во внимание, что  $c_p = c_v + AR$ , приводим выражение для  $S_2 - S_1$  к другой форме, а именно:

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (36)$$

Исключая  $\frac{T_2}{T_1}$ , получаем третью ф-лу

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (37)$$

Нанося вычисленные значения энтропии в виде абсцисс и значения абсолютных температур в виде ординат, получаем так наз. энтропийную диаграмму  $TS$ . На этой диаграмме площадь узкой полоски шириной  $dS$  и с высотой  $T$  представляет теплоту  $dQ = T \cdot dS$ . При конечном изменении состояния газа, теплота представляется на диаграмме в виде площади полосы, заключающейся между начальной и конечной ординатами.

Для вычерчивания диаграммы  $TS$  выбирают произвольное начало координат и затем вычисляют значения абсцисс для различных ординат, полагая при этом, что  $v_1 = Const$ .

При другом удельном объеме  $v_2$  абсциссы  $S_2 - S_1$  отличаются от нанесенных только на значение члена  $AR \ln \frac{v_2}{v_1}$ . Пользуясь этим свойством, мы получаем второй ряд точек, абсциссы которых отстоят на одинаковую величину от точек первой линии; тем же путем получаем следующие ряды точек. Точки двух таких линий  $v$  находятся друг от друга на одном и том же расстоянии в горизонтальном направлении.

Аналогичным образом можно воспользоваться ур. (36) для вычерчивания линий  $p$ ; линии  $p$  идут менее круто, чем линии  $v$ . В каждой точке пересечения линии  $p$  с линией  $v$  величины  $p$ ,  $v$ ,  $t$  могут быть отсчитаны прямо и непосредственно. Эти три величины, относящиеся к одной и той же точке, должны удовлетворять уравнению состояния. Для точек, расположенных между двумя линиями, соответствующие значения  $p$ ,  $v$  и т. д. легко можно найти интерполированием.

При применении диаграммы  $TS$  для расчета турбокомпрессоров, в каком случае имеют место лишь умеренные повышения температуры, величины  $c_v$  и  $c_p$  можно считать постоянными. Т. к. внутри одного и того же рабочего колеса изменение состояния происходит в весьма узких пределах, то масштабы диаграммы должны быть выбраны достаточно большими. Для расчета поршневых компрессоров с умеренными конечными давлениями, диаграмма  $TS$  может быть применена с таким же успехом.

При значительных разностях давлений и температур, изменимость теплоемкости должна быть учтена, пользуясь ур. (26). В этом случае следует вычислить значения энтропий для большего числа



линий  $p$  и  $v$ ; при этом получаются серии кривых, уже не совпадающих при горизонтальном перемещении.

Для такой таблицы оказалось целесообразным откладывать, в качестве ординат, не температуры, а величины теплосодержания

$$i = c_p t,$$

при чем величина возрастания теплосодержания при переходе из одного состояния в другое получается в виде отрезка вертикальной прямой. Благодаря этому, избегается необходимость измерения площадей, и теплоемкость  $c_p$  не должна больше вычисляться для каждого отдельного случая. Эту диаграмму  $JS$  полезно применять, главным образом, при изучении поршневых компрессоров, особенно, если конечные давления оказываются высокими.

Для получения выражения энтропии, отнесенной к одной килограмм-молекуле, умножим обе части ф-лы (35) на величину молекулярного веса соответствующего газа; при этом получим:

$$mS_2 - mS_1 = (mc_v) \ln \frac{T_2}{T_1} + A (mR) \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

В этом уравнении можно принять для двухатомных газов (и для воздуха):

$$mc_v = 4,6, \quad mR = \mathfrak{R} = 848.$$

Приращение энтропии для всей этой группы газов одно и то же. Поэтому, если вычертить энтропийную диаграмму с абсциссами, равными вышеполученным числам, то она будет пригодна для всех (простых) газов; теплосодержания, получаемые из такой диаграммы, относятся к 1 кг-мол. Тем не менее диаграмма эта вообще является излишней, т. к. обычные значения энтропии различных газов, отнесенные к 1 кг, изменяются, как теплоемкости или как теплосодержания, а именно, эти величины обратно пропорциональны молекулярным весам.

Т. к. средний (кажущийся) молекулярный вес  $m_o$  воздуха известен ( $m_o = 28,95$ ), то для любого газа с молекулярным весом  $m$  теплосодержание  $i$  может быть определено путем умножения на  $\frac{m_o}{m}$  величины  $i$ , взятой из диаграммы для воздуха. Поэтому энтропийной диаграммой для воздуха можно пользоваться и для изучения других простых газов. Сильно перегретые углекислота и водяной пар дают от этой диаграммы некоторые отклонения, в виду чего для таких газов следует вычерчивать специальные диаграммы.

## В. Изменения состояния.

### 15. Изменение состояния при постоянном объеме.

Пусть одному килограмму газа сообщается количество теплоты  $Q$  для перевода газа из начального состояния ( $p_1, t_1, v$ ) в конечное ( $p_2, t_2, v$ ). Тогда

$$p_1 v = RT_1 \quad p_2 v = RT_2,$$



откуда следует:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \dots \dots \dots (38)$$

т.е. давления относятся между собой, как соответствующие им абсолютные температуры. При неизменяющемся объеме внешняя работа

$$L = 0 \dots \dots \dots (39)$$

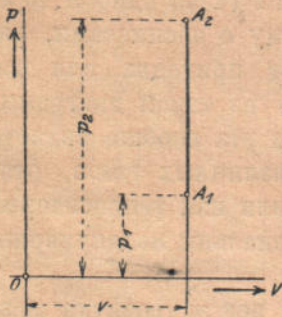
Согласно ур. (35), изменение энтропии

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (40)$$

Уравнение (22) в этом случае показывает, что

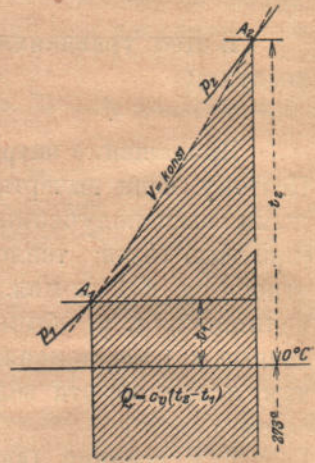
$$Q = c_v (T_2 - T_1) \dots \dots \dots (41)$$

На диаграмме  $p\nu$  линия давления изображается прямой, параллельной оси ординат (фиг. 2). На энтропийной диаграмме  $TS$  процесс представляется линией  $\nu$ . На диаграмме  $TS$  начальная точка  $A_1$  (фиг. 3) определяется по  $p_1$  и  $t_1$ ; т. к. газ в конечном состоянии имеет давление  $p_2$ , то точка диаграммы, соответствующая этому состоянию, лежит на пересечении линии  $\nu$  с линией  $p_2$ ; конечная температура отсчитывается непосредственно, как ордината полученной точки  $A_2$ . Сообщенное количество теплоты  $Q$  изображается заштрихованной (//////) площадью, ограниченной



Фиг. 2.

отрезком  $A_1 A_2$  линии  $\nu$ , ординатами точек  $A_1$  и  $A_2$  и осью абсолютного нуля. Обычно нет необходимости определять теплоту  $Q$  путем измерения этой площади; гораздо проще вычислить  $Q$  по формуле  $Q = c_v (t_2 - t_1)$ .



Фиг. 3.

отрезком  $A_1 A_2$  линии  $\nu$ , ординатами точек  $A_1$  и  $A_2$  и осью абсолютного нуля. Обычно нет необходимости определять теплоту  $Q$  путем измерения этой площади; гораздо проще вычислить  $Q$  по формуле  $Q = c_v (t_2 - t_1)$ .

На диаграмме  $JS$  получается подобная же картина с той лишь разницей, что ординаты представляют собою величины теплосодержания  $c_p t$ . Если бы  $c_p$  было неизменно, то изображения на обеих диаграммах  $TS$  и  $JS$ , за исключением масштабов, были бы идентичны. На диаграмме  $JS$  температуры могут быть отсчитаны по идущим почти горизонтально линиям  $t$ . Теплоту  $Q$  в этом случае невозможно отсчитать непосредственно; для получения  $Q$  следует из разности теплосодержаний вычесть величину  $AR (t_2 - t_1)$ .

Если процесс протекает в обратном направлении (т.е. от  $A_2$  к  $A_1$ ), то количество теплоты  $Q$  должно быть отнято у газа; численные же соотношения остаются те же самые.



### 16. Изменение состояния при постоянном давлении (изобара).

Сравнивая состояния в начале и в конце этого процесса, получаем

$$pv_1 = RT_1 \quad pv_2 = RT_2,$$

откуда следует:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}, \dots \dots \dots (42)$$

т.е. объемы относятся между собой, как соответствующие им абсолютные температуры. При увеличении объема (расширение) температура повышается; при уменьшении же объема (сжатие) температура падает.

Внешняя абсолютная работа одного кг газа

$$L = p (v_2 - v_1) = R (T_2 - T_1); \dots \dots \dots (43)$$

Энтропия имеет значение:

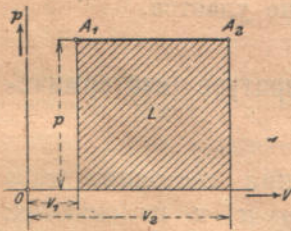
$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}, \dots \dots \dots (44)$$

Наконец, количество теплоты, приходящееся на 1 кг газа, по ур. (22) определяется выражением

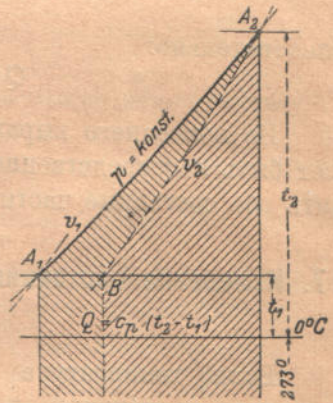
$$Q = c_v (T_2 - T_1) + AL = (c_v + AR) (T_2 - T_1) = c_p (T_2 - T_1) \dots (45)$$

На диаграмме  $pv$  линия давления представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс; работа же  $L$  изображается площадью прямоугольника, заключенного между линией давления, начальной и конечной ординатами и осью  $v$  (фиг. 4).

На энтропийной диаграмме изменение состояния протекает по линии  $p$  (фиг. 5). На диаграмме  $TS$  точка  $A_1 (p, t_1, v_1)$  определяет начальное состояние газа. Пусть удельный объем  $v_1$  газа доводится до некоторого большего значения  $v_2$ ; конечная точка  $A_2$  определяется пересечением линии  $p$  с линией  $v_2$ . Ордината точки  $A_2$  дает конечную температуру  $t_2$ . Необходимое для изменения состояния количество теплоты  $Q$  изображается площадью полосы, лежащей между отрезком  $A_1 A_2$  линии  $p$  и осью абсолютного нуля.



Фиг. 4.



Фиг. 5.

Если при изменении состояния газа объем увеличивается ( $v_2 > v_1$ ), то линия  $v_2$  лежит вправо от линии  $v_1$ , поэтому конечная точка  $A_2$  лежит выше точки  $A_1$ . Связанное с расширением газа повышение температуры наглядно представлено на диаграмме.

Если при изменении состояния газа объем уменьшается ( $v_2 < v_1$ ), то линия  $v_2$  лежит влево от линии  $v_1$ , поэтому конечная точка  $A_2$  лежит ниже точки  $A_1$ . Связанное со сжатием газа понижение температуры наглядно представлено на диаграмме.

Проведем на диаграмме  $TS$  через точку  $A_2$  линию  $v_2$  и найдем ее пересечение с горизонтальной прямой, проходящей через точку  $A_1$ ;



через полученную точку пересечения  $B$  проводим вертикальную прямую; эта прямая разбивает площадь, соответствующую теплоте, на две части. Площадь полосы (//////), лежащей под  $A_2B$ , представляет теплоту, необходимую только для повышения температуры  $Q = c(t_2 - t_1)$ ; остальная площадь (|||||), согласно уравнению (22), изображает работу, произведенную при увеличении объема газа и выраженную в единицах теплоты, т.-е. величину

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

Изменение состояния в обратном направлении (т.-е. от  $A_2$  к  $A_1$ ) имеет место в том случае, если газ, сжатый в компрессоре до давления  $p$  и при этом нагретый, охлаждается в нагнетательном резервуаре до начальной температуры прежде, чем будет направлен к месту потребления. Теплота  $Q$  отдается при этом в окружающую среду, и компрессор должен производить полную работу давления  $L$ , с тем, чтобы давление не понизилось. На диаграмме  $TS$  видны оба члена, входящие в уравнение теплоты (см. ур. 22), тогда как на диаграмме  $p\upsilon$  видна только работа  $L$ .

На диаграмме  $JS$  процесс представляется таким же образом, но ординаты изображают значения теплосодержаний:

$$\text{для точки } A_2 \dots \dots \dots i_2 = c_p t_2$$

$$\text{для точки } A_1 \dots \dots \dots i_1 = c_p t_1,$$

следовательно:

$$Q = i_2 - i_1 = c_p (t_2 - t_1).$$

Из последнего выражения видно, что количество теплоты  $Q$  может быть непосредственно получено в виде длины отрезка. Представить обе составные части  $Q$  на этой диаграмме не удается.

## 17. Изменение состояния при постоянной температуре (изотермический процесс).

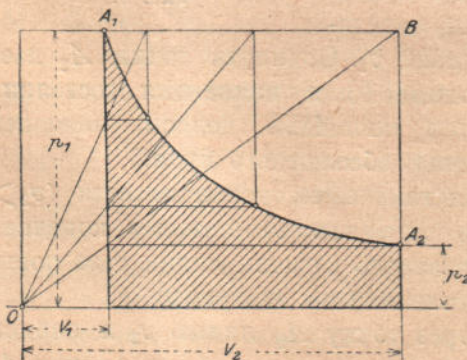
Если температура во все время изменения состояния газа остается постоянной, то значения величин  $p$  и  $\upsilon$  изменяются; из уравнения состояния, при  $T_1 = T_2$ , получаем:

$$p_1 \upsilon_1 = p_2 \upsilon_2 = \text{Const.}, \quad (46)$$

т.-е. объем обратно пропорционален давлению.

На диаграмме  $p\upsilon$  кривая давления имеет форму равнобокой гиперболы (фиг. 6).

Если точка  $A_1$  задана, то давление  $p_2$ , соответствующее объему  $\upsilon_2$ , находится следую-



Фиг. 6.



щим образом. Проведем горизонтальную прямую через точку  $A_1$  и затем вертикальную прямую, отстоящую от начала координат на расстояние  $v_2$ ; пусть упомянутые две прямые пересекаются в точке  $B$ . Тогда луч  $OB$  отсекает на вертикали, проходящей через  $A_1$ , искомую величину  $p_2$ .

Внешняя абсолютная работа  $L$  на диаграмме  $p v$  представляется площадью, ограниченной кривой давления, начальной и конечной ординатами и осью абсцисс. Т. к.  $T_2 = T_1$ , то

$$Q = AL, \dots \dots \dots (47)$$

т. е. при увеличении объема вся отдаваемая во внешнюю среду работа должна быть сообщена телу в виде теплоты.

При изотермическом сжатии, работа сжатия в виде теплоты отводится охлаждающей водой.

Значения  $Q$  и  $L$  получаются следующим образом:

$$dQ = AdL = A p dv = ART \frac{dv}{v},$$

откуда

$$Q = A \cdot R \cdot T \ln \frac{v_2}{v_1} = A p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

или

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (48)$$

Подставляя в это уравнение, вместо  $v_1$ , объем 1 куб. м, получаем:

$$L' = p_1 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Величина  $L'$  представляет собой работу, отнесенную к начальному объему газа в 1 куб. м; легко видеть, что, согласно приведенного уравнения,  $L'$  не зависит от природы газа.

Таким образом, мы пришли к следующему заключению: работа изотермического сжатия, отнесенная к 1 куб. м всасываемого газа, для всех газов, при одних и тех же пограничных состояниях, — одинакова.

Из ур. (36) или (37) получаем для приращения энтропии выражение:

$$S_2 - S_1 = AR \ln \frac{v_2}{v_1} = AR \ln \frac{p_1}{p_2} \dots \dots \dots (49)$$

На энтропийной диаграмме  $TS$  изотермический процесс представляется прямой, параллельной оси абсцисс; на диаграмме же  $JS$  — процесс протекает по линии  $t$ .

Теплота  $Q$ , или полная внешняя работа, выраженная в единицах теплоты, изображается на диаграмме  $TS$  площадью прямоугольника,



образованного линией  $A_1 A_2$ , по которой протекает процесс, начальной и конечной ординатами и осью абсолютного нуля (фиг. 7).

На диаграмме  $JS$  величина этой теплоты не имеет наглядного изображения.

Вместо того, чтобы вычислять  $Q$  или  $L$  из ур. (48), можно непосредственно из диаграммы  $TS$  или  $JS$  найти величину разности  $S_2 - S_1$  (принимая во внимание масштаб энтропии) и получить  $Q$  или  $L$  из выражения

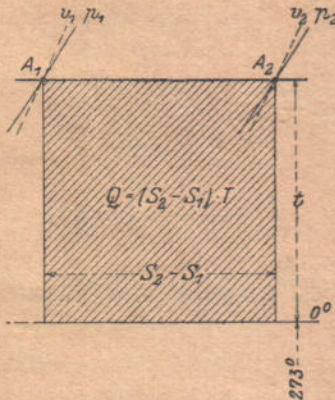
$$Q = AL = (S_2 - S_1) \cdot T \dots \dots \dots (50)$$

Формула эта дает значение  $Q$  или  $L$  в виде произведения двух множителей, подобно тому, как это имело место при двух вышеописанных процессах.

Уравнение (47) показывает, что вся сообщаемая газу теплота превращается в работу; другими словами, мы получаем из этой теплоты наибольшую работу между обеими границами  $A_1$  и  $A_2$ .

При изотермическом сжатии от  $A_2$  до  $A_1$  для повышения давления от  $p_2$  до  $p_1$  затрачивается наименьшее количество работы. Поэтому все прочие процессы сжатия можно сравнивать с этим идеальным процессом.

На основании вышеизложенного можно установить, в целях разъяснения теплотехнического значения понятия об энтропии, нижеприводимые два вывода, из которых один относится к случаю расширения, а другой—к случаю сжатия газа; для первого случая примем  $A_1$  за начальную точку, от которой производится отсчет энтропии,— для второго случая отсчет энтропии производится от точки  $A_2$  (фиг. 7).



Фиг. 7.

Первое предложение гласит, что энтропия в точке  $A_2$  (отнесенная к точке  $A_1$ ) представляет собой величину, которая при умножении ее на абсолютную температуру в точке  $A_2$  дает значение наибольшей работы (в тепловых единицах), производимой при изменении состояния из  $A_1$  в  $A_2$ . Согласно второму предложению, энтропия точки  $A_1$  (отнесенная к точке  $A_2$ ) представляет собой величину, при умножении которой на абсолютную температуру в точке  $A_1$  получается величина наименьшей работы (в тепловых единицах), которая по крайней мере должна быть сообщена газу, чтобы перевести его из состояния  $A_2$  в состояние  $A_1$ .

Согласно ур. (35), (36) и (37), для определения приращения энтропии  $S_2 - S_1$  нужно знать состояние газа только в начале и в конце процесса. Отсюда следует, что энтропия не зависит от пути, по которому газ был переведен из одного состояния в другое. Энтропия в точке  $A_2$ , в сравнении с энтропией в точке  $A_1$ , является, подобно  $p_2$ ,  $v_2$ ,  $T_2$ , еще одной величиной, характеризующей состояние газа в  $A_2$ .



**18. Изменение состояния при постоянной энтропии (адиабатический или изоэнтропический процесс).**

Если в течение всего процесса изменения состояния теплота не сообщается телу и не отнимается от него, а также отсутствуют какие бы то ни было потери теплоты, то энтропия в течение процесса остается неизменной, на том основании, что соотношение

$$dQ = T dS = 0,$$

справедливо лишь, если  $dS = 0$ .

Из уравнения

$$dS = c_v \frac{dT}{T} - AR \frac{dv}{v} = 0$$

получаем, что

$$dT = - \frac{ART}{c_v} \cdot \frac{dv}{v}.$$

Из этого соотношения вытекает, что приращение объема ведет к понижению температуры и что, наоборот, адиабатическое сжатие влечет за собой повышение температуры.

Уравнение (37), в предположении постоянной теплоемкости, доставляет

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = 0,$$

отсюда получается:

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = - \frac{c_p}{c_v} \ln \frac{v_2}{v_1},$$

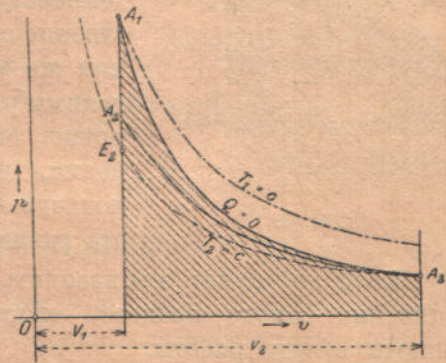
следовательно,

$$p_1 v_1^\kappa = p_2 v_2^\kappa = Const \dots \dots \dots (51)$$

Последнее соотношение дает нам уравнение адиабаты в координатах  $p, v$ .

Из уравнения (51) следует, что кривая давления, проходящая через заданную начальную точку  $A'_1$ , падает при расширении газа быстрее, чем изотерма, проходящая через ту же точку  $A'_1$ .

Если же производится сжатие, начиная с начальной точки  $A_2$ , то адиабата поднимается вверх круче, чем изотерма, проходящая также через  $A_2$ .



Фиг. 8.

Из ур. (51) и уравнения состояния газа получаем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{\kappa-1} \dots \dots \dots (52)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \dots \dots \dots (53)$$



Для определения внешней работы применим ур. (22); подставляя в него вместо  $Q$  — нуль, получаем

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + AL = 0$$

$$AL_{ad} = c_v (T_1 - T_2) \dots \dots \dots (54)$$

Ур. (54) показывает, что при расширении работа производится за счет изменения температуры.

Пользуясь ур. (24) и уравнением состояния

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

получаем для  $L$  следующее выражение:

$$L_{ad} = \frac{1}{\kappa - 1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \dots \dots \dots (55)$$

На основании ур. (51), ур. (55) можно придать такой вид:

$$L_{ad} = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \dots \dots \dots (56)$$

Если принять, что  $v_1 = 1$  куб. м, то получим величину работы, отнесенную к 1 куб. м начального объема; величина этой работы, так же, как и при изотермическом процессе, не зависит от природы газа.

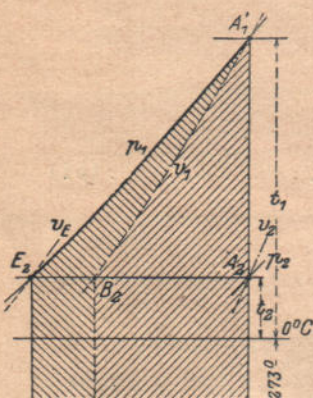
На диаграмме  $TS$ , так же, как и на диаграмме  $JS$ , адиабата изображается прямой, параллельной оси ординат.

Пусть газ от заданного начального давления  $p_1$  приводится к меньшему конечному давлению  $p_2$ ; тогда соответствующие температуры  $T_1$  и  $T_2$  могут быть непосредственно отсчитаны на энтропийной диаграмме, или же можно взять непосредственно из диаграммы разность  $T_1 - T_2$  (фиг. 9). Вслед затем можно определить величину работы расширения, выраженную в единицах теплоты, пользуясь ур. (54), в силу которого работа эта равна  $c_v (T_1 - T_2)$ .

Если же будет производиться сжатие от  $A_2$  к  $A'_1$ , то нужно в течение самого процесса сжатия сообщить такое же количество теплоты в виде работы.

Здесь также мы получаем величину теплового эквивалента внешней работы в виде произведения двух множителей, значение одного из которых, а именно  $(T_1 - T_2)$ , может быть взято непосредственно из энтропийной диаграммы. Таким путем может быть избегнута необходимость вести расчеты с дробными показателями.

При значительных разностях температур пользование энтропийной диаграммой оказывается особенно удобным, так как в ней учтено влияние изменяемости теплоемкости без усложнения вычислений.



Фиг. 9.



Тепловой эквивалент  $AL_{ad}$  работы сжатия, как таковой, представлен на фиг. 9 в виде площади полосы (//////), лежащей под линией  $A'_1 B_2$ . Это не есть, однако, вся подводимая работа. Согласно сказанного выше (параграф 16), при рассмотрении изменения состояния при постоянном давлении, компрессор должен еще произвести работу при постоянном давлении, тепловой эквивалент которой равен  $(c_p - c_v) (T_1 - T_2)$ ; площадь, соответствующая этой работе, показана на фиг. 9 в виде полосы (\\\\\\\\\\\\), заключенной между  $A'_1 E_2$  и  $A'_1 B_2$ .

Полная работа составляется, таким образом, из работы адиабатического сжатия и работы при постоянном давлении; тепловой эквивалент полной работы равен  $c_p (T_1 - T_2)$ .

Обстоятельство это наблюдается и в том случае, если газ в нагнетательном резервуаре не охлаждается до начальной температуры, а может работать в месте потребления даже в состоянии  $A'_1$ , т.е. при высокой температуре. Причина заключается в том, что, согласно второго закона термодинамики, полное изменение величин  $p$ ,  $v$  и  $t$  может произойти только путем приложения работы. Если сначала производится изотермическое сжатие, то  $E_2$  представляет собой конечное состояние, площадь же, лежащая под  $A_2 E_2$ , выражает работу, сообщенную для получения конечного давления  $p_1$ . Но если при сжатии температура  $T_2$  повышается до  $T_1$ , то присоединяется еще работа, представленная площадью  $A_2 E_2 A'_1$ ; а потому полная работа изображается площадью, лежащей под  $A'_1 E_2$ , и имеет тепловой эквивалент, равный  $c_p (T_1 - T_2)$  даже и в том случае, если газ употребляется в дело в горячем состоянии.

Если бы можно было непосредственно присоединить к работающему таким образом воздушному компрессору свободную от потерь машину, действующую расширением воздуха, то в последней происходило бы изменение состояния от  $A'_1$  к  $A_2$ , при чем вся сообщенная компрессору работа, а именно  $c_p (T_1 - T_2)$ , получалась бы обратно.

Поэтому мы с полным правом можем назвать выражение  $c_p (T_1 - T_2)$  „разностью теплосодержаний“.

## 19. Политропическое изменение состояния.

Вышеизученные нами изменения состояния могут рассматриваться, как частные случаи одного общего процесса, характер которого зависит от количества сообщаемой или отнимаемой теплоты и от распределения таковой в течение процесса.

Если в течение процесса сжатия объема  $V_1$  до объема  $V_2$  от газа отнимается теплота, но в количестве меньшем, чем при изотермическом сжатии, то кривая давлений на диаграмме  $p v$  лежит между изотермой и адиабатой.

Если в течение процесса сжатия газу сообщается теплота, то кривая давлений поднимается круче, чем адиабата.



Так как форма этих кривых давлений имеет сходство с изотермой ( $p v = \text{Const.}$ ) и с адиабатой ( $p v^\kappa = \text{Const.}$ ), то принимают, что уравнение этих кривых имеет вид:

$$p v^m = \text{Const.} \dots \dots \dots (57)$$

Показатель  $m$  здесь меньше, чем  $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ , если во время сжатия теплота отнимается; если же теплота сообщается газу, то  $m$  больше, чем  $\kappa$ .

Изучение рассматриваемого процесса значительно упрощается, если предварительно принять, что показатель  $m$  остается в течение процесса неизменным.

В этом случае для определения работы сжатия, как таковой, можно применить ур. (55) и (56), подставляя в них вместо  $\kappa$  новую величину  $m$ . В частности, мы получаем:

$$L_p = \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{m-1} (T_1 - T_2) \dots \dots \dots (58)$$

По ур. (22), количество теплоты, отводимой во время сжатия, определяется выражением:

$$\begin{aligned} Q &= c_v (T_2 - T_1) + A L_p = \left( \frac{A R}{m-1} - c_v \right) (T_1 - T_2) = \\ &= c_v \frac{\kappa - m}{m-1} (T_1 - T_2) \dots \dots \dots (59) \end{aligned}$$

Поэтому величину

$$c = c_v \frac{\kappa - m}{m-1}$$

можно рассматривать, как теплоемкость при политропическом изменении состояния.

К собственно работе сжатия, как таковой, присоединяется еще работа при постоянном давлении; тепловой эквивалент полной работы сжатия определяется выражением:

$$\begin{aligned} A L &= \frac{A R}{m-1} (T_1 - T_2) + (c_p - c_v) (T_1 - T_2) = \\ &= \left( c_v \frac{\kappa - m}{m-1} + c_p \right) (T_1 - T_2) \dots \dots \dots (60) \end{aligned}$$

Из уравнения политропы можно определить ее показатель  $m$ , если известны начальное и конечное состояние газа ( $p_1, v_1$  и  $p_2, v_2$ ). По уравнению (57):

$$m = \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\ln \frac{v_1}{v_2}} \dots \dots \dots (61)$$

При изучении политропического изменения состояния удобно пользоваться энтропийной диаграммой, в виду достигаемых при этом простоты и наглядности.



Если газ заданного начального состояния  $(p_1, v_1, t_1)$  расширяется так, что получает конечное давление  $p_2$ , меньшее, чем  $p_1$ , то, при отсутствии сообщения или отнятия теплоты, изменение состояния происходит адиабатически от  $A_1$  к  $D$ ; при этом теплота, соответствующая площади, лежащей под  $A_1 E$ , превращается в работу. Если же теплота сообщается газу, но в количестве, меньшем, чем это необходимо для изотермического расширения, то изменение состояния происходит по кривой, лежащей между изотермой  $A_1 E_1$  и адиабатой  $A_1 D$  и могущей иметь ту или иную форму, в зависимости от распределения теплоты. Благодаря подводу теплоты температура падает не так сильно, как при адиабатическом расширении. Из выражения

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + AL_p$$

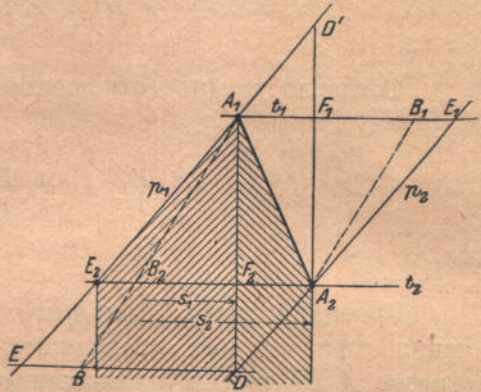
получаем

$$AL_p = Q + c_v (T_1 - T_2);$$

формула эта показывает, что в течение процесса расширения в работу превращается вся подведенная теплота  $Q$  и сверх того еще часть  $c_v (T_1 - T_2)$  теплосодержания.

Примем для простоты, что изменение состояния протекает по прямой  $A_1 A_2$  (фиг. 10).

Конечная точка известна, если, кроме давления, заданы еще температура  $t_2$  или удельный объем  $v_2$ . Количество теплоты, сообщенное в течение процесса расширения, измеряется площадью полосы, лежащей под  $A_1 A_2$  (|||||). Таким образом, способ сообщения теплоты наглядно виден из диаграммы.



Фиг. 10.

Количество этой теплоты измеряется площадью трапеции, лежащей под  $A_1 A_2$ , т.е.

$$Q = (S_2 - S_1) \cdot \left( \frac{T_1 + T_2}{2} \right), \dots \dots \dots (62)$$

где  $(S_2 - S_1)$  означает приращение энтропии при переходе газа из состояния  $A_1$  в состояние  $A_2$ .

К теплоте  $Q$ , определяемой ур. (62), следует прибавить количество  $c_v (T_1 - T_2)$ , чтобы получить величину работы расширения; кроме того, необходимо присоединить еще величину работы при постоянном давлении  $(c_p - c_v) (T_1 - T_2)$ , в виду чего полная работа определится выражением

$$AL = (S_2 - S_1) \left( \frac{T_1 + T_2}{2} \right) + c_p (T_1 - T_2) \dots \dots (63)$$

Второй член этого уравнения изображается площадью, лежащей под  $A_1 E_2$  (|||||).



Ур. (63) имеет те же составные части, как и ур. (60).

По энтропийной диаграмме можно определить величину показателя  $m$ , если во все время процесса давление и температура изменяются в умеренных пределах. Вспомним, что линии  $p$  диаграммы лежат на одинаковых горизонтальных расстояниях, по крайней мере, в тех случаях, когда вопрос идет о сравнительно умеренных разностях давлений. Точка линии  $p_2$  отстоит от лежащей на той же высоте точки линии  $p_1$  на величину  $-AR \ln \frac{p_2}{p_1}$  (см. ур. 36). Поэтому на фиг. 10

$$A_1 E_1 = A_2 E_2 = -AR \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Линии  $v$  также имеют одинаковое очертание, но смещены друг от друга в горизонтальном направлении на величину

$$A_1 B_1 = A_2 B_2 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Согласно ур. (61), отношение обоих отрезков

$$\frac{A_1 E_1}{A_1 B_1} = \frac{A_2 E_2}{A_2 B_2} = \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\ln \frac{v_1}{v_2}} = m.$$

Проводим через  $A_1$  линии  $p$  и  $v$  и продолжаем их до пересечения горизонталью, проходящей через  $A_2$ ; при этом получаем два отрезка  $A_2 E_2$  и  $A_2 B_2$ , отношение которых равно  $m$ . Таким путем мы установили связь между политропой  $A_1 A_2$  на энтропийной диаграмме и политропой на диаграмме  $p v$ .

Как уже подчеркивалось, выводы эти относятся к тому случаю, когда давление изменяется в умеренных пределах. Прилагая вышеприведенные выводы к случаю сильно рознящихся давлений, найдем, что по мере перехода к точкам с пониженным давлением  $m$  увеличивается. Если применить наш метод в обратном порядке, т.-е. принять заранее, что  $m$  неизменно, то прямые  $A_1 A_2$  получают на отдельных частях давления возрастающий наклон в направлении уменьшающегося давления. Отклонения эти, однако, столь незначительны, что в практических приложениях смело можно считать, что политропа на энтропийной диаграмме изображается прямой линией. В действительности имеют место некоторые побочные явления, вследствие чего линия  $A_1 A_2$  получает криволинейное очертание. В таких случаях показатель  $m$  является переменной величиной.

Чем более косо идет линия расширения  $A_1 A_2$ , т.-е. чем больше точка  $A_2$  приближается к точке  $E_1$ , тем ближе политропа подходит к изотерме. Если прямая  $A_1 A_2$  переместится в положение  $A_1 E_1$ , то точки  $B_1$  и  $E_1$  совпадут, т.-е. для изотермы  $m = 1$ .

Чем круче опускается  $A_1 A_2$ , т.-е. чем больше  $A_2$  приближается к  $D$ , тем более политропа подходит к адиабате. Если  $A_2$  совпадает



с  $D$ , то, согласно ур. (35) и (36), энтропии для точек  $E$  и  $B$ , отсчитываемые от точки  $D$ , получают соответственно следующие значения:

$$DB = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}; \quad DE = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Из этих выражений находим

$$\frac{DE}{DB} = \frac{c}{c_v} = \kappa;$$

полученным соотношением определяется показатель уравнения адиабаты.

Пусть изменение состояния происходит в обратном направлении, т.е. пусть воздух сжимается, переходя от начального состояния  $A_2$  к конечному давлению  $p_1$ ; тогда наименьшая работа потребуется, если сжатие происходит изотермически от  $A_2$  к  $E_2$ . Подобное изменение состояния могло бы, однако, иметь место лишь в том случае, если бы во время изменения состояния охлаждающая вода отнимала количество теплоты, эквивалентное всей приложенной работе.

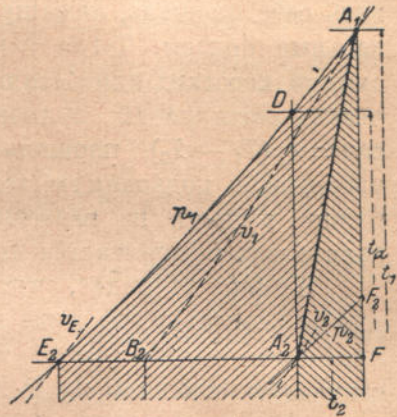
Если отнимается меньшее количество теплоты, то температура повышается, но не так сильно, как при адиабатическом сжатии от  $A_2$  до  $D'$ . Линия изменения состояния будет направлена косо влево вверх, при чем лежащая под ней площадь (фиг. 10,  $|||||||$ ) изобразит отводимую во время сжатия теплоту. Другую часть развивающейся теплоты (площадь, лежащая под  $A_1 E_2$ ,  $|||||||$ ) сжатый газ уносит с собой в нагнетательный резервуар. Полная работа, затраченная на сжатие, соответствует площади, лежащей под группой линий  $A_2 A_1 E_2$ .

Политропическое изменение состояния получается также в том случае, если во время расширения теплота отнимается. При этом линия изменения располагается влево от адиабаты, представляющей собой вертикаль, проходящую через заданную начальную точку  $A_1$  (фиг. 11).

Теплота, отводимая в течение процесса изменения состояния от  $A_1$  до  $A_2$ , изображается площадью полосы ( $|||||||$ ), лежащей под  $A_1 A_2$ ; теплота эта не превращается во внешнюю работу. Чтобы найти количество теплоты ( $|||||||$ ), превращенной во внешнюю работу, следует от теплового эквивалента  $c_p (T_1 - T_2)$ , соответствующего полной работе, отнять упомянутую площадь ( $|||||||$ ). Для показателя  $m$  в уравнении линии  $pv$  так же получаем

$$m = \frac{A_2 E_2}{A_2 B_2};$$

в разбираемом случае  $m$  больше, чем  $\kappa = 1,403$ .



Фиг. 11.



Это изменение состояния также может протекать в обратном направлении, т. е. может происходить сжатие от  $A_2$  и  $A_1$  при одновременном подводе теплоты.

Что касается возможности осуществления подвода и отвода теплоты, то следует различать два случая.

Если представить себе, что рубашка поршневого компрессора подогревается так, что сжатие происходит по прямой  $A_2 A_1$  (фиг. 11), то полная затраченная работа будет эквивалентна разности теплосодержаний в  $A_1$  и в  $A_2$ , т. е. величине  $c_p (T_1 - T_2)$ , уменьшенной на теплоту, соответствующую площади, лежащей под  $A_2 A_1$ .

Этот вывод, согласно разъяснениям, изложенным при рассмотрении работы расширения, вытекает из уравнения (22). Чтобы усмотреть его непосредственно из энтропийной диаграммы, нужно только представить себе площадь, лежащую под  $A_2 A_1$ , разделенной на узкие вертикальные полосы. Тогда изменение состояния  $A_2 A_1$  можно заменить суммой коротких адиабатических сжатий и промежуточных изотермических расширений; полное количество теплоты для первых процессов  $= c_p (T_1 - T_2)$ , площадь же, соответствующая вторым процессам, изображает подводимую теплоту, механический эквивалент которой нужно вычесть из величины адиабатической работы, так как этот эквивалент выигрывается вновь в виде работы расширения.

Из фиг. 11 видно, что такого рода подогревание рубашки не только бесполезно, но даже вредно, так как работа сжатия оказывается при этом больше работы при адиабате  $A_2 D$  на величину, соответствующую площади  $A_2 D A_1$ ; кроме того, подводимая теплота (площадь, лежащая под  $A_2 A_1$ ) пропадает.

Другой случай протекания сжатия по той же линии  $A_2 A_1$  (фиг. 11) может иметь место, если теплота не подводится извне, а образуется внутри во время изменения состояния газа, как теплота трения (трение поршня, сопротивление от трения воздуха в рабочем колесе турбовоздуховки). Это изменение состояния необратимо (см. параграф 21). Графическое изображение процесса (фиг. 11) при этом не изменяется, но площадь, лежащая под линией  $A_2 A_1$ , представляет собою работу, которую нужно подвести извне. Тепловой эквивалент полной работы имеет поэтому величину  $c_p (T_1 - T_2)$  без всяких вычетов и изображается площадью, лежащей под  $A_1 E_2$ .

Так как работа эта больше, чем при адиабатическом, т. е. свободном от трения, сжатии между теми же предельными давлениями ( $A_2 D$ ), то отношение обоих тепловых эквивалентов работ можно назвать адиабатическим коэффициентом полезного действия, т. е.

$$\eta_{ad} = \frac{(t_a - t_2) c_p}{(t_1 - t_2) c_p} = \frac{A_2 D}{A_1 F}.$$

Этот к. п. д. можно получить непосредственно из энтропийной диаграммы, если задана линия изменения состояния  $A_2 A_1$ , и, наоборот, по выбранному  $\eta_{ad}$  можно определить наклон прямой  $A_2 A_1$ , если заданы начальная точка  $A_2$  и конечное давление  $p_1$ .



## 20. Обратимые изменения состояния и круговые процессы.

Согласно вышесказанного, рассмотренные изменения состояния могут протекать как в прямом направлении, так и в обратном. При изотермическом расширении вся подведенная теплота превращается в работу. Если этот процесс протекает в обратном направлении, т.-е. если газ изотермически сжимается, то должна быть приложена работа, при чем освобождается теплота, которая воспринимается охлаждающей водой. Если оба эти процесса замыкают друг друга, то в идеальном случае газ после сжатия достигает начального состояния, поглотив снова развитую при расширении работу. При этом должно быть соблюдено условие, заключающееся в том, что в каждый момент температура газа равна соответственно температуре нагревающего или охлаждающего тела и что пренебрегается трением, ударами и всеми иными потерями работы и теплоты. Эти же условия относятся и к другим случаям изменения состояния.

Если начальное состояние достигается другим путем, т.-е., если расширение и сжатие происходят не по одной и той же кривой, то получается обратимый круговой процесс. Такой процесс изображается в энтропийной диаграмме замкнутым контуром. Во время расширения теплота превращается в работу, при чем сообщенная теплота  $Q_1$  представляется площадью, ограниченной верхней частью кривой. Ширина этой площади равна полному приращению энтропии  $\int \frac{dQ_1}{T_1}$ . На обратном пути теплота  $Q_2$ , не превратившаяся в работу, изображается площадью, лежащей под кривой изменения состояния; происходящее при этом приращение энтропии  $\int \frac{dQ_2}{T_2}$  имеет то же абсолютное значение, равное  $\int \frac{dQ_1}{T_1}$ , так как ширины обеих площадей одинаковы.

Площадь, заключенная внутри замкнутой кривой изменения состояния, представляет теплоту, превращенную во время процесса в работу, т.-е.

$$AL = Q_1 - Q_2.$$

Величина  $AL$  тем больше, чем меньше отводимая теплота  $Q_2$ , чем, следовательно, уже и выше площадь, изображающая подведенную теплоту.

Так как ширины обеих площадей одинаковы, то получаем для обратимых круговых процессов условие:

$$\int \frac{dQ_1}{T_1} - \int \frac{dQ_2}{T_2} = 0;$$

другими словами, алгебраическая сумма

$$\int \frac{dQ}{T} = 0.$$

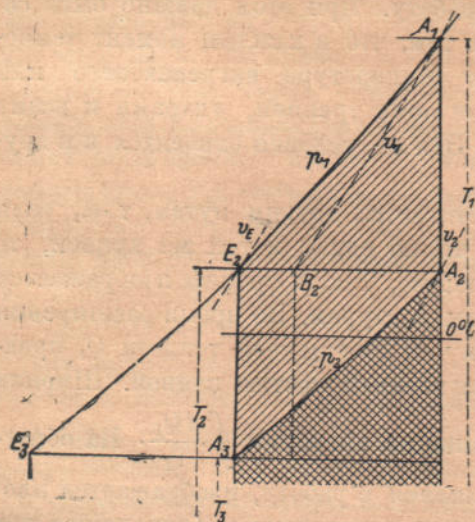


Выражение это можно рассматривать, как наиболее краткую формулировку второго основного закона термодинамики. Применяя этот основной закон к круговому процессу, получаем его в простейшей формулировке в следующем виде: в идеальном круговом процессе полная энтропия остается неизменной (закон энтропии).

Обратимый круговой процесс имеет место при соединении воздушного компрессора с воздушным двигателем, при условии отсутствия потерь во всех частях процесса (см. фиг. 12.)

В компрессоре происходит адиабатическое сжатие  $A_2 A_1$ , для чего необходимо приложить работу

$$A L_c = c_p (T_1 - T_2),$$



Фиг. 12.

представленную на диаграмме  $TS$  площадью, лежащей под  $A_1 E_2$ . Теплоту  $A L_c$  нужно отнять при неизменном давлении; при этом сжатый воздух охлаждается до начальной температуры  $T_2$  (точка  $E_2$ ). Сжатый воздух, после перевода его без потерь в воздушный двигатель, адиабатически расширяется в этом последнем по линии  $E_2 A_3$ , при чем давление  $p_1$  падает до величины внешнего давления  $p_2$ , температура же принимает очень малое значение  $T_3$ . Произведенная работа:

$$A L_c = c_p (T_2 - T_3).$$

При происходящем затем выталкивании воздуха в атмосферу, он воспринимает количество теплоты, равное количеству, только что превращенному в работу ( $A_3 A_2$ ), и возвращается в начальное состояние. Таким образом, мы получили обратимый круговой процесс; при этом в общем была приложена работа  $A L_c - A L_c$ , чтобы теплоту  $c_p (T_2 - T_3)$  низкой температуры, а именно, температуры, лежащей в интервале  $(T_2 - T_3)$  — перевести в теплоту температуры, равной температуре окружающей среды. Весь процесс служит, таким образом, для производства холода при помощи воздуха. Другое его назначение состоит в переносе энергии посредством сжатого воздуха в воздушную машину, работающую расширением.

## 21. Необратимые изменения состояния.

Совершенно обратимое изменение состояния есть идеальное явление, не могущее происходить в действительности.

Представим себе, например, изотермическое сжатие и расширение; первое из этих явлений можно вообразить себе обра-



тимым только в том случае, если сжатие происходит очень медленно, а поверхность охлаждения и количество охлаждающей воды—бесконечно велики. Только при таких условиях перешедшая в охлаждающую воду теплота могла бы, при следующем затем расширении газа, двигаться в обратном направлении, с тем, чтобы произвести работу, равную требовавшейся во время сжатия.

В действительности теплота, для перехода с одного тела на другое, не может протекать через поверхность, без некоторого конечного падения температуры. Охлаждающая вода имеет более низкую температуру  $T_0$ , чем газ ( $T$ ), при чем температура  $T_0$  будет принята поглощенной теплотой  $Q$  без производства соответствующей работы. Обратное течение той же теплоты  $Q$  происходит, при изменении состояния в обратном направлении, также при наличии падения температуры; поэтому изотермическое расширение протекает при значительно более низкой температуре, чем сжатие; следовательно, рассматриваемый процесс необратим.

Необратимое изотермическое сжатие отличается тем свойством, что при нем энтропия газа уменьшается на величину  $\frac{Q}{T}$ , а энтропия охлаждающей воды возрастает на  $\frac{Q}{T_0}$ ; но в силу того, что всегда  $T_0 < T$ , разность  $\frac{Q}{T_0} - \frac{Q}{T}$  всегда положительна.

Отсюда следует, что „обесценение“ теплоты вследствие падения температуры связано с возрастанием энтропии.

Другое необратимое явление происходит при уничтожении кинетической энергии под влиянием сопротивлений при движении газов (трение, вихри, удар). Эта потерянная энергия превращается в теплоту, которая может быть введена в расчет, как внутреннее развитие теплоты в количестве  $dQ_v$ , наравне с основной величиной внешней теплоты  $dQ$ , необходимой для обратимого процесса. Изменение энтропии составляет тогда

$$dS = \frac{dQ + dQ_v}{T}.$$

Если теплота не подводится извне и не отводится во внешнюю среду, то

$$dQ = 0; \text{ поэтому } dS = \frac{dQ_v}{T}.$$

Мы видим, что при необратимом адиабатическом изменении состояния имеет место возрастание энтропии, вызванное потерей кинетической энергии, а потому такой процесс не протекает изоэнтропически. Отсюда следует то важное заключение, что энтропийная диаграмма может применяться для изображения и необратимых процессов, так как на диаграмме представляются в виде площадей не только подведенная снаружи и отведенная во внешнюю среду теплота  $Q$ , но и теплота  $Q_v$ , соответствующая сопротивлениям.



Для необратимых процессов второй закон термодинамики в общем виде может быть сформулирован следующим образом:

при всех происходящих в действительности превращениях энтропия возрастает и стремится к максимуму.

К числу необратимых изменений состояния относятся перетекание и сжатого воздуха в сосуд с меньшим давлением; затем всякое дросселирование или другое уменьшение давления, происходящее под влиянием сопротивлений при движении газов. Эти изменения состояния происходят при постоянном теплосодержании. Кинетическая энергия, развившаяся из теплосодержания, при протекании через дросселирующие органы, снова превращается, благодаря сопротивлениям, в теплоту, при чем понизившаяся сначала температура снова повышается до своего начального значения. Но давление при этом уменьшилось и могло бы быть доведено до прежней своей величины только путем приложения работы. Конечная точка изменения состояния лежит на линии одинакового теплосодержания в месте пересечения ее с некоторой линией  $p$ , расположенной вправо от начальной точки; следовательно, энтропия возросла и в этом случае.

Одно необратимое изменение состояния было рассмотрено еще в параграфе 19, при чем графически оно было изображено на фиг. 11. Пусть сжатие происходит от начальной точки  $A_2$  до точки  $A_1$ , при чем во время сжатия развивается благодаря трению внутренняя теплота  $Q_v$ ; тогда конечная температура  $t_1$  будет больше, чем конечная температура  $t_a$  при свободном от потерь адиабатическом сжатии. Теплота трения  $Q_v$  изображается площадью полосы, лежащей под линией  $A_1 A_2$ ; возрастание энтропии  $A_2 F$  при этом равно ширине полосы.

Пусть описанный процесс замыкается обратно направленным процессом изменения состояния; тогда расширение из  $A_1$  в лучшем случае происходит без потерь по адиабате  $A_1 F_2$ . При этом, однако, не будет достигнута начальная точка ранее происходившего сжатия. Эта начальная точка могла бы быть достигнута, если бы дополнительно стнимать теплоту при постоянном давлении  $p_2$  и, кроме того, прилагать еще работу.

Следующее необратимое изменение состояния происходит, если сжатый воздух с давлением, приведенным после охлаждения к величине  $p_1$  (точка  $E_2$  фиг. 11), приводится к начальному состоянию ( $A_2 E_2$ ) путем дросселирования. При этом теплосодержание остается постоянным, но оно обесценено, так как падение давления происходит без совершения работы.

Если же начальная точка  $A_2$  достигается при посредстве обратимого изменения состояния, напр., путем изотермического расширения  $E_2 A_2$  в воздушном двигателе, то все же круговой процесс остается необратимым, так как сжатие  $A_2 A_1$  связано с развитием внутренней теплоты, т.-е. с приращением энтропии.



## Г. Течение газов.

### 22. Истечение из насадок.

На законах движения газов вообще мы остановимся лишь постолько, поскольку это необходимо для измерения величины подачи компрессоров (т.е. подаваемого ими объема воздуха). При этом следует рассмотреть три случая, т. к., в зависимости от величины разности давлений перед насадкой и за ней, получаются три различных решения вопроса.

а) По большей части, при измерениях применяется насадка с тщательно закругленным устьем, при чем диаметр отверстия настолько велик, что перед насадкой образуется лишь незначительный подпор. Если разность между давлением внутри сосуда или трубопровода  $p_1$  и давлением во внешнем пространстве  $p$  не превышает

$$p_1 - p = 150 \text{ мм вод. ст.},$$

то изменением удельного объема во время протекания по насадке можно пренебречь. При таком допущении работа, преобразованная в кинетическую энергию (так же, как в случае истечения воды), получается только за счет падения давления; поэтому

$$\frac{p_1 - p}{\gamma_1} = v_1 (p_1 - p) = \frac{w_0^2}{2g}.$$

Из этого соотношения получается теоретическая скорость истечения

$$w_0 = \sqrt{2g v_1 (p_1 - p)} = \sqrt{2g R T_1 \left(1 - \frac{p}{p_1}\right)} \dots (64)$$

Через поперечное сечение  $f$  в секунду протекает объем

$$V = \mu f w_0 = \mu f \sqrt{2g R T_1 \left(1 - \frac{p}{p_1}\right)}; \dots (65)$$

в этом уравнении буквой  $T_1$  обозначена измеренная перед насадкой абсолютная температура.

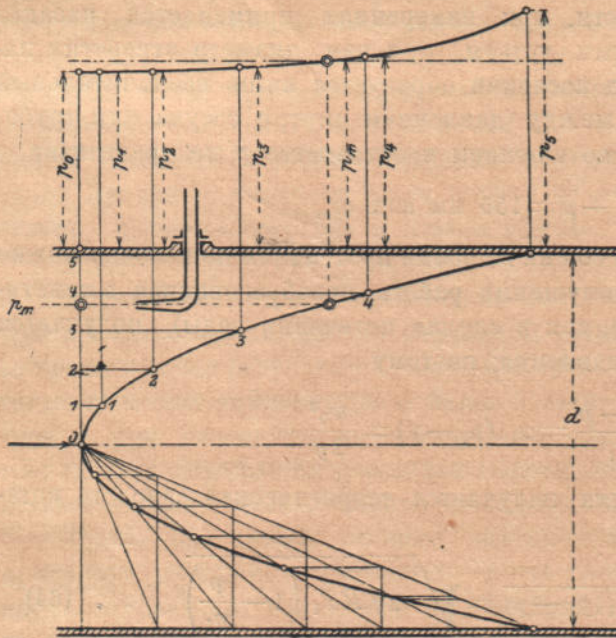
Вышеприведенные соотношения действительны в предположении, что скорость в подводящем канале ничтожно мала по сравнению с  $w_0$ . Такого рода предположение обычно соответствует действительным условиям; если же такого предположения сделать нельзя, то влияние скорости в канале перед насадкой учитывается при калибровке насадки, либо при измерении давления.

Округление насадки следует выполнять, согласно „норм для испытания мощности вентиляторов и компрессоров“; внешний конец устья выполняется в виде короткого цилиндрического тела (длина его составляет 6% диаметра отверстия), с тем, чтобы вытекание газа происходило параллельными струями.



Насадка может быть установлена как во всасывающем, так и в нагнетательном трубопроводах. В первом случае измерение может дать правильные результаты, если между насадкой и всасывающей трубой включен непроницаемый для газа резервуар, достаточно больших размеров. Только таким путем разрежение в сосуде может поддерживаться более или менее постоянным.

Гораздо чаще насадка устанавливается с нагнетательной стороны. Вблизи машины, у нагнетательного патрубка устраивается дроссельная задвижка, за которой следует достаточно длинный отрезок трубы; на конце этой трубы устанавливается насадка.



Фиг. 13.

под влиянием задвижки, должны уничтожаться в упомянутом отрезке трубы (либо в специальном сосуде для успокоения). Чтобы воспрепятствовать стремлению воздуха к дополнительному вращательному движению, целесообразно устанавливать внутри трубы звездообразное направляющее железное тело. При включении в трубу воздушного колпака, повышается точность измерения. Коэффициент истечения берется равным

$$\mu = 0,97 \text{ до } 0,98.$$

При больших размерах насадки  $\mu$  может достигнуть 0,99.

Для измерения давления вне трубы служит точный барометр. Давление же внутри трубопровода определяется помощью трубки Пито, к которой присоединен манометр с жидкостью. Манометр большей частью состоит из U-образно изогнутой трубки. Отверстие внутренней части трубки Пито располагается противоположно направлению движения газа, вследствие чего трубка показывает не только статическую часть полного давления, но и часть динамическую, соответствующую скорости потока. Для производства измерений должны выбираться точки, вблизи которых движение газа происходит правильно. Такие точки по большей части легче найти во всасывающей трубе, чем в нагнетательной.

При больших поперечных сечениях трубы давление для всех точек сечения не является одинаковым.



Поэтому следует производить измерение давления в различных точках диаметра; расстояние между двумя соседними точками должно быть настолько мало, чтобы давление во всех точках кольцевой площадки  $f$ , заключенной между окружностями, проходящими через обе эти точки, можно было считать одинаковым. При подсчете величины подачи исходят из среднего давления

$$p_m = \frac{\sum p f}{\sum f}.$$

На одном и том же диаметре можно найти две точки, в которых измеренное давление (разрежение во всасывающей трубе и избыточное давление в нагнетательной) равно среднему давлению  $p_m$  (фиг. 13). Для нахождения таких точек требуется произвести предварительные опыты по всему сечению только один раз. При последующих измерениях достаточно передвигать трубку Пито вдоль трубы в соответствующие точки, в которых трубка будет указывать среднее давление прямо и непосредственно.

Можно также ввести отношение давления по оси трубы к среднему давлению. В таком случае трубку Пито следует перемещать вдоль оси трубы.

Если разделим диаметр трубы на равные части и вычертим произвольную параболу, ось которой совпадает с осью трубы, то абсциссы точек параболы представят собою площади, соответствующие точкам деления диаметра. Над абсциссами параболы откладываем значения соответствующих давлений. Из полученной кривой давлений определяем среднее давление  $p_m$  (фиг. 13).

Измерение посредством открытого  $U$ -образного манометра с жидкостью отличается простотой и дает точные результаты, если измерительная трубка имеет по всей длине одно и то же поперечное сечение. Рабочей жидкостью в манометре служат ртуть, вода или алкоголь; удельные веса этих жидкостей, при соответствующих температурах, должны быть известны.

**12. Пример.** При приемочном испытании турбокомпрессора были определены измерением следующие величины:

диаметр насадки . . . . . 222,5 мм  
 избыточное давление перед насадкой . 95 мм вод. ст.  
 температура перед насадкой . . . . . 50° Ц.

При показании барометра 758,2 мм,  
 за насадкой

$$p = 13\,596 \cdot 0,7582 = 10\,310 \text{ кг/кв. м, } t = 20,1^\circ, v = 0,833 \text{ куб.м/кг}$$

и перед насадкой

$$p_1 = 10\,310 + 95 = 10\,405 \text{ кг/кв. м, } t_1 = 50^\circ, v_1 = 0,91 \text{ куб.м/кг.}$$

Отношение давлений

$$\frac{p}{p_1} = \frac{10\,310}{10\,405} = 0,99;$$



теоретическая скорость истечения

$$w_0 = \sqrt{2g \cdot 0,91 \cdot 95} = 41,2 \text{ м/сек.}$$

При  $f = 0,03992$  кв. м и  $\mu = 0,97$  вес протекающего воздуха:

$$G = \frac{0,97 \cdot 41,2 \cdot 0,03992 \cdot 3600}{0,91} = 6324 \text{ кг/час.}$$

Объем протекающего воздуха, отвесенный к условиям, имеющим место при всасывании:

$$V = 6324 \cdot 0,833 = 5270 \text{ куб.м/час.}$$

б) **Истечение при больших разностях давлений.** Тщательно скругленная насадка может с успехом применяться для производства измерений и при больших разностях давлений, до тех пор пока отношение давлений будет лежать не ниже определенной величины, которая для воздуха равна 0,528 и называется критическим отношением давлений. При этом условии в насадке всегда происходит расширение газа до давления окружающей среды; давление позади насадки равно давлению в отверстии истечения.

Такие насадки нельзя устанавливать во всасывающем трубопроводе; их следует включать только в нагнетальный трубопровод; по ним определяется вес выталкиваемого газа.

Движение при отсутствии трения можно рассматривать, как адиабатическое расширение, так что к полной работе давления присоединяется работа расширения.

Поэтому

$$L = 427 \cdot c_p (T_1 - T) = \frac{w_0^2}{2g} = 427 (i_1 - i)$$

или

$$w_0 = \sqrt{2g \cdot 427 \cdot c_p \cdot \sqrt{T_1 - T}} = 91,5 \sqrt{i_1 - i} \dots \dots (66)$$

Т. к. при этих измерениях разности температур невелики, то во всех случаях  $c_p$  предполагается неизменным.

В приведенных формулах температура  $T$  обозначает конечную температуру адиабатического расширения, получившуюся при расширении от  $p_1$  до  $p$ ; температуру  $T$  не следует смешивать с температурой газа за насадкой; величина этой последней температуры не имеет при измерении никакого значения.

Разницу температур легче всего определять из энтропийной диаграммы.

Для воздуха при  $c_p = 0,239$

$$w_0 = 44,7 \sqrt{T_1 - T} = 100 \sqrt{0,2 (T_1 - T)} \dots \dots (67)$$

Вес вытекающего воздуха

$$G = \mu \cdot f \cdot \frac{w_0}{v}, \dots \dots \dots (68)$$

где через  $v$  обозначен удельный объем в поперечном сечении устья.



Эту величину  $v$  для конечной точки адиабатического расширения можно взять из энтропийной диаграммы, либо определить вычислением из уравнения состояния.

Если желательно найти  $w_0$  по отношению давлений, то следует воспользоваться данными параграфа 18, согласно которым

$$L = 427 c_p (T_1 - T) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{w_0^2}{2g},$$

откуда

$$w_0 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}; \dots \dots (69)$$

так как

$$v = v_1 \left( \frac{p_1}{p} \right)^{\frac{1}{k}},$$

то

$$G = \mu f \frac{w_0}{v} = \mu f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \dots (70)$$

Ясно, что задачи об истечении газов значительно быстрее решаются помощью ур. (66), (67) и (68) и энтропийной диаграммы, чем пользуясь ур. (69) и (70).

Калибровка насадок для случаев *a*) и *b*) производится в настоящее время при посредстве метода наполнения. Для калибровки больших насадок, требующихся при измерении подач турбовоздуходувки, пользуются большими, свободно стоящими газгольдерами заводов светильного газа. Величина поднятия или опускания колокола газгольдера служит мерилем количества поступающего под колокол или вытекающего из под него газа. При этом температуры газа внутри газгольдера измеряются в нескольких точках, в том числе у входного устья трубы. Получаемые при этом величины температур часто значительно разнятся между собой, что объясняется влиянием на металлические стенки как солнечных лучей, так и более холодной воды, образующей затвор у основания колокола. К тому же действуют неизбежные неплотности самого газгольдера. Количественное влияние всех этих явлений может быть определено путем плотного закрывания трубы, ведущей к газгольдеру, в промежутках между двумя отдельными испытаниями и последующего наблюдения за движением колокола.

Этот метод может служить для непосредственного определения подачи; но он довольно громоздок и потому применяется только для калибровки насадок.

Измерение давлений производится помощью трубки Пито, как указано в п. *a*).

**13. Пример.** Подача турбокомпрессора определяется помощью насадки диаметром в 130 мм; насадка установлена на конце нагнетательной трубы. Измерением получено, что

давление вне насадки (показание барометра)  $p = 10\,120$  кг/кв. м;

давление перед насадкой  $p_1 = 10\,120 + 1\,990 = 12\,110$  кг/кв. м;

$$\text{отношение } \frac{p}{p_1} = 0.836;$$



температура перед насадкой (в нагнетательной трубе)  $t_1 = 48^\circ$ , конечная температура адиабаты при давлении  $p$ , полученная из энтропийной диаграммы,  $t = 30,5^\circ$ ;

соответствующий удельный объем  $v = 0,876$  куб. м/кг.

Теоретическая скорость истечения

$$w_0 = 100 \sqrt{0,2 (48 - 30,5)} = 187 \text{ м/сек.};$$

при  $f = 0,0133$  кв. м и  $\mu = 0,98$

$$G = 0,98 \cdot \frac{0,0133 \cdot 187}{0,876} = 2,83 \text{ кг/сек} = 169,5 \text{ кг/мин.}$$

Т. к. во всасывающей трубе

$$t_a = 15^\circ, \quad p_a = 9700 \text{ кг/кв.м}, \quad v_a = 0,87 \text{ куб.м/кг},$$

то объем всасываемого воздуха, отнесенный к условиям всасывания,

$$V = 169,5 \cdot 0,87 = 147,5 \text{ куб.м/мин.}$$

в) **Насадка Лавала.** Помощью энтропийной диаграммы для каждого сколь угодно большого падения давления можно произвести подсчет расхода соответствующей насадки; при этом мы последовательно подставляем в ур. (66) отличные друг от друга разности температур и определяем скорости, соответствующие данному падению давления. Каждому значению скорости принадлежит определенный удельный объем, а, следовательно, и определенное поперечное сечение  $f$ , т. к. сначала скорость  $w_0$  растет быстро, а  $v$  — медленно, то  $f$  уменьшается; во время расширения происходит обратное явление:  $w_0$  растет медленно, а  $v$  — быстро, при чем сечение  $f$  увеличивается. При так называемом критическом давлении  $p_k$  сечение  $f$  получает наименьшее значение  $f_k$ . Таким путем мы приходим к насадке де-Лавала, употребляемой в паровых турбинах; насадка эта имеет форму тщательно округленного устья и присоединенного к нему конически расходящегося отрезка трубы.

Из ур. (70) следует, что при наименьшем поперечном сечении  $f_k$  подкоренное выражение принимает наибольшее значение; приравняв первую производную нулю, получаем

$$\frac{2}{k} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,$$

откуда

$$\frac{p_k}{p_1} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \dots \dots \dots (71)$$

Для воздуха и двуатомных газов  $k = 1,405$ ;  
 поэтому критическое давление

$$p_k = 0,528 p_1 \dots \dots \dots (72)$$



Зная критическое давление, не трудно определить из ур. (69) величину скорости в самом узком сечении насадки:

$$w_k = \sqrt{2g \frac{k}{k+1}} \cdot \sqrt{p_1 v_1}; \dots \dots \dots (73)$$

для воздуха

$$w_k = 3,39 \sqrt{p_1 v_1} = 3,39 \sqrt{R T_1}; \dots \dots \dots (74)$$

затем

$$\frac{v}{v_k} = \left(\frac{p_k}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}; \dots \dots \dots (75)$$

для воздуха

$$\frac{v_1}{v_k} = 0,639 \dots \dots \dots (76)$$

Подставляя эти величины в ур. (70), получим вес протекающего газа

$$G = \mu f_k \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}; \dots \dots \dots (77)$$

для воздуха

$$G = \mu f_k \frac{2,15 p_1}{\sqrt{R T_1}} = \frac{\mu f_k p_1}{\sqrt{6,346 T_1}} = \frac{\mu \cdot d_k^2 \cdot p_1}{\sqrt{10,288 T_1}}; \dots \dots \dots (78)$$

где через  $d_k$  обозначен диаметр наименьшего сечения насадки. Если  $p_1$  подставляется в кг/кв. см, то  $d_k$  получается в см.

Из вышеприведенных соотношений следует, что как критическое давление, так и скорость и вес протекающего газа не зависят от условий, имеющих место за самым узким сечением насадки. Потери кинетической энергии до этого места не больше, чем у тщательно округленного устья; поэтому, коэффициент истечения очень близко подходит к единице.

Измерение в разбираемом случае упрощается, благодаря тому, что давление и температуру следует отсчитывать только перед насадкой в нагнетательной трубе; поэтому рассмотренный метод рекомендуется применять при турбокомпрессорах с высоким конечным давлением. При поршневых компрессорах подача может быть определена этим методом точнее, чем из индикаторной диаграммы.

Т. к. давление перед насадкой де-Лавалья значительно выше, чем при цилиндрических насадках, то измерение может быть произведено с помощью более простых средств. Скорость газа у места измерения в трубе имеет при этом меньшее влияние, чем в случае малых разностей давлений. Дальнейшим достоинством насадок де-Лавалья служит то обстоятельство, что насадки эти даже при умеренных диаметрах пропускают значительные количества газа.

Для измерения больших подач можно вставлять ряд насадок одинакового размера в лобовую стенку сосуда, присоединенного к концу



нагнетательной трубы. Путем включения или выключения отдельных насадок подача может быть изменяема. Калибровка одной такой насадки производится на водяном паре, который протекает через насадку при тех же условиях, что и газ, а затем, в целях определения веса, сгущается в воду. Пар дросселируется перед насадкой особой задвижкой до давления газа, так что остается перегретым и за пределами критического давления; благодаря этому расширение происходит в тех же условиях, что и у газа.

**14. Пример.** Приведенное в примере 12 количество газа

$$G = 6\,324 \text{ кг/час} = 1\,755 \text{ кг/сек.}$$

определялось помощью насадки высокого давления, при чем конечное давление сжатия в 6,53 атм абс. было понижено путем дросселирования до 2,5 атм абс. Температура в нагнетательной трубе перед насадкой равна 50° Ц.

Требуется вычислить диаметр отверстия насадки в самом узком месте.

Согласно приведенным данным:

$$p_1 = 2,5 \text{ кг/кв.см.}, \quad T_1 = 273 + 50 = 323.$$

Пусть

$$\mu = 0,99;$$

тогда по ур. (78)

$$G = 1,755 = \frac{0,99 \cdot d_k^2 \cdot 2,5}{\sqrt{10,29 \cdot 323}},$$

откуда

$$d_k = 64 \text{ мм.}$$

Давление воздуха уменьшается с 2,5 атм. до давления в самом узком сечении, равного

$$p_k = 0,528 \cdot 2,5 = 1,32 \text{ атм. абс.}$$

Скорость в этом же сечении:

$$w_0 = 3,39 \sqrt{29,27 \cdot 323} = 330 \text{ м/сек.}$$

Как показывает ур. (78), правильность полученного результата зависит от точности измерения давления; величина температуры, напротив, оказывает второстепенное влияние, т. к. к ней прибавляется 273° и лишь полученная при этом сложении величина входит в формулу под знаком квадратного корня.

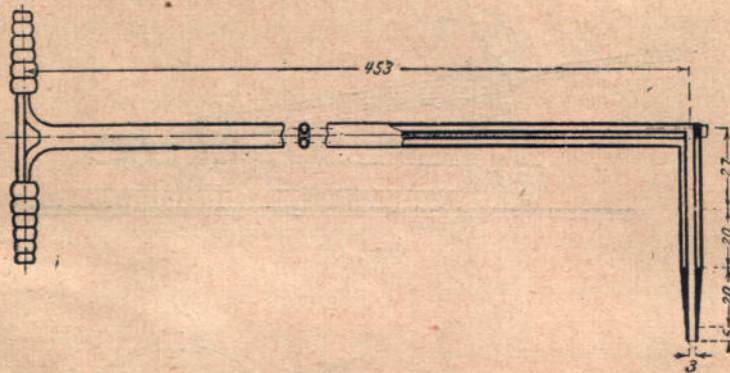
### 23. Определение подачи посредством измерения скоростей.

Подача больших воздуходувок довольно просто может быть определена помощью измерения скоростей газовой струи в соответствующем поперечном сечении, подобно тому, как это давно уже практи-



куется при испытании вентиляторов. Этот метод определения подачи имеет то особое достоинство, что требующиеся при нем измерения могут производиться во время нормальной работы, без всякого ее нарушения.

Для измерения выбирается поперечное сечение, в котором движение газа происходит при правильных условиях; предпочтительно выбирать такое сечение со стороны всасывания. Площадь сечения разбивается таким же образом, как при измерении давлений (см. параграф 22 п. а). Если площадь сечения разбивается на равновеликие кольцевые площадки, то средняя скорость равна средней арифметической из всех скоростей в этих кольцевых площадках. Для получения возможно точных результатов, целесообразно распространить измерение скоростей на точки, лежащие на двух взаимно перпендикулярных диаметрах.



Фиг. 14.

При определении скорости в какой-либо точке сечения употребляются измерительные приборы двух типов:

- а) приборы, непосредственно определяющие скорость (анемометр и т. д.),
- б) приборы, определяющие скорость путем измерения разностей давлений.

Ко второму типу приборов относится показанная на фиг. 14 трубка Пито специальной конструкции. Колено трубки, направленное в сторону, противоположную движению газового потока, охвачено кожухом, при чем образованный последним зазор, благодаря боковым отверстиям, сообщается с газовой струей. Давление во внутреннем канале больше давления внутри кожуха на величину, почти равную динамическому давлению.

Зависимость этой разности давлений от скорости в соответствующем месте определяется формулой

$$\Delta p = \xi \gamma \frac{w^2}{2g} \dots \dots \dots (79)$$

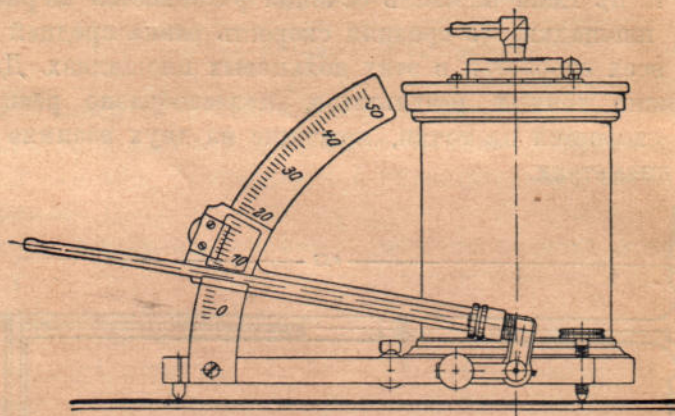
Коэффициент  $\xi$  определяется при калибровке.

Новейшие исследования показывают, что значение  $\xi$  очень близко к единице и что для практических измерений можно принять  $\xi = 1$ .

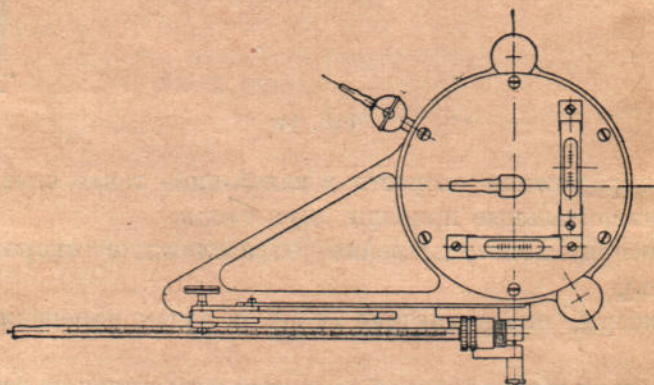


Т. к. разности давлений обычно малы, то при измерении пользуются микроманометром; последний принадлежит к числу манометров с жидкостью и снабжен наклонной трубкой, благодаря чему легко могут производиться отсчеты в  $\frac{1}{10}$  мм.

На фиг. 15 и 16 представлен микроманометр, построенный R. Fuess'ом по предложению Dr. Brabbée. Микроманометр имеет тщательно отполированный кожух с воздушным промежуточным пространством, предохраняющим содержимое прибора от действия тепло-



Фиг. 15.



Фиг. 16.

передачи и теплоизлучения. Стекло́нная трубка покрыта белой эмалью, чтобы облегчить наблюдение за столбиком жидкости. Угол наклона стеклян­ной трубки, изменяющийся между  $0^\circ$  и  $50^\circ$ , может быть точно отсчитан помощью нониуса.

Стекло́нная трубка сообщается с внутренним пространством кожуха трубки Пито, сосуд же микроманометра — с внутренним каналом той же трубки.

Жидкостью микроманометра служит спирт или керосин. Вода прилипает к поверхности стекла не вполне правильно, поэтому при пользовании водой для измерения малых разностей давлений легко могут получиться ошибочные отсчеты.

Все измерительные приборы должны перед употреблением калиброваться; результаты калибровки наносятся в виде кривой. Для



вышеописанного микроманометра абсциссами тарировочной кривой служат углы, тогда как ординаты дают значения множителя, на который следует помножить разность высот уровней жидкости, чтобы получить значение давления в мм водяного столба.

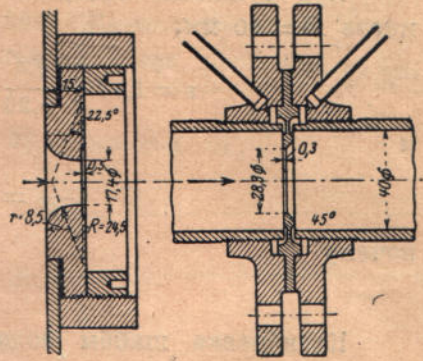
## 24. Дроссельные органы.

Дроссельные органы, — в противоположность насадкам, устанавливаемым в начале или в конце трубопровода, — могут находиться в трубопроводе во время нормальной работы, при чем компрессор может служить для сжатия как воздуха, так и другого какого-либо газа. Дроссельная шайба вставляется во фланцевое соединение нагнетательного трубопровода, при чем нет необходимости уничтожать давление, созданное машиной. При протекании через дроссельный орган происходит незначительное падение давления  $p_1 - p$ , величина которого не зависит от величины полного давления; никакой помехи для работы всей установки при этом не создается.

Отбор газа для измерения давления должен производиться с осторожностью. Если в трубопроводе просверлить дыры с обеих сторон шайбы на известном от нее расстоянии, в местах, где предполагается наличие незавихренного движения, то получаемые при этом результаты измерения будут неточны, т. к. места, где произошло превращение давления, остаются неизвестными. Кроме того, при течении жидкости в трубах имеют место поперечные колебания и турбулентность движения, влияющие на величину отсчитываемого давления. Поэтому, всего лучше, в случае применения шайбы, производить отбор газа для измерения давления в точках, лежащих непосредственно по обе стороны шайбы (фиг. 18), и защищать газ от влияния поперечных колебаний. Т. к. не во всех точках периметра трубы давление имеет одну и ту же величину, то является целесообразным создать вне области потока кольцевое пространство, в котором происходило бы выравнивание давлений (см. фиг. 18). В качестве сверления, служащего для сообщения с каким-либо местом этого кольцевого пространства, достаточно отверстие в 2 мм; при большем отверстии возникающее в нем движение может оказать влияние на величину отсчета давления.

Если дроссельная шайба с острыми кромками выполнена по типу, предложенному Brandis'ом (Hütte II, 1919 г., стр. 318), то коэффициент истечения  $\mu$  может быть определен по полученной из опытов Brandis'a эмпирической формуле

$$\mu = \frac{1,02 \cdot e}{(1 + m^2) 0,25 \sqrt{2g}} \dots \dots \dots (80)$$



Фиг. 17.

Фиг. 18.



в которой

$$e = 2,718, \quad g = 9,81, \quad m = \frac{f}{F}$$

$$\varepsilon = 1,17 + \frac{D^2}{0,36}, \dots \dots \dots (81)$$

при чем через  $f$  обозначено проходное поперечное сечение шайбы, а через  $F$ —поперечное сечение трубы (диам.  $D$ ). Формула Brandis'a на самом деле содержит еще одно постоянное слагаемое ( $C$ ), которое, однако, может быть отброшено в том случае, если скорость в трубопроводе превышает 5 м/сек, что по большей части и имеет место.

**15. Пример.** Помощью дроссельной шайбы, представленной на фиг. 18, было произведено определение количества протекающего сжатого воздуха, подававшегося небольшим поршневым компрессором <sup>1)</sup>.

При величине отверстия в шайбе, равном 28,3 мм, и при диаметре  $D = 40$  мм,

$$\varepsilon = 1,17 + \frac{D^2}{0,36} = 1,17 + \frac{0,04^2}{0,36} = 1,1744$$

и

$$\frac{f}{F} = \left( \frac{28,3}{40} \right)^2 = 0,5,$$

почему

$$\mu = 0,725.$$

Калибровка шайбы водой дала для  $\mu$  значение 0,734, т.е. на 1,25% больше, чем соответствующее значение  $\mu$ , вычисленное по эмпирической формуле Brandis'a. Хотя, вообще говоря, коэффициенты сопротивления в формулах гидравлики не зависят от природы жидкости, несмотря на различие в величине вязкости, тем не менее нельзя без всяких поправок переносить результаты калибровки водой на опыты с воздухом. У вытекающей струи воды еще сохраняется некоторая связь между частицами, тогда как вытекающая наружу струя воздуха как бы облупливается на своей внешней поверхности, в чем можно убедиться путем примешивания к воздуху дыма. Этим обстоятельством объясняется расхождение между данными калибровки и формулы. В силу того, что формула Brandis'a в применении к шайбам малых размеров не является абсолютно надежной, будем в дальнейшем пользоваться данными калибровки.

Для определения протекающего количества воздуха  $G$  было получено измерением:

температура воздуха перед

шайбой . . . . .  $t = 22,6^\circ, \quad T = 295,6.$

избыточное давление воз-

духа перед шайбой . 245 мм вод. ст.

показание барометра . . . 728 мм рт. ст.

<sup>1)</sup> Ostertag, Schweiz. Technikerzeitung. 1921 г., №№ 7—10.



давление воздуха (абс.) .  $p_1 = 0,728 \cdot 13\,596 + 245 = 10\,145$  кг/кв. м  
удельный объем воздуха

$$\text{перед шайбой. . . . } v_1 = \frac{29,3 \cdot 295,6}{10\,145} = 0,853 \text{ куб. м/кг.}$$

Разделив величину объема протекающего воздуха на величину удельного объема, получаем значение веса протекающего воздуха

$$G = \frac{3\,600 \mu f}{v_1} \sqrt{2g \cdot (p_1 - p) v_1} =$$

$$= \frac{3\,600 \cdot 0,734 \cdot 6,29 \cdot 4,43}{10\,000} \sqrt{\frac{p_1 - p}{v_1}} = 7,36 \sqrt{\frac{p_1 - p}{v_1}} \text{ кг/час.}$$

Падение давления у шайбы было измерено помощью микроманометра, наполненного спиртом ( $\gamma = 0,825$ ). Наклоненное под углом в  $30^\circ$  колено дало разность отсчетов уровней жидкости, равную 95,06 мм; поэтому

$$p_1 - p = 95,06 \cdot 0,5 \cdot 0,825 = 39,21 \text{ мм вод. ст.,}$$

Отсюда вес протекающего воздуха

$$G = 7,36 \sqrt{\frac{39,21}{0,853}} = 49,9 \text{ кг/час.}$$

Вместо шайбы с острыми кромками можно вставлять между фланцами трубопровода шайбы с тщательно скругленными устьями; эти шайбы имеют то достоинство, что отверстия их сравнительно мало подвержены повреждениям. При расчете протекающего количества газа можно пользоваться теми же значениями  $\mu$ , которые были найдены для случая истечения; с другой стороны, должна быть учтена скорость в трубе. Согласно уравнения непрерывности,

$$w \cdot f = w_1 f_1;$$

по уравнению энергии

$$\Delta p = \frac{w^2 - w_1^2}{2g} \gamma = \frac{w^2}{2g} \gamma \left[ 1 - \left( \frac{f}{f_1} \right)^2 \right]$$

или

$$w = \sqrt{\frac{2g}{1 - \left( \frac{f}{f_1} \right)^2}} \sqrt{\Delta p} \dots \dots \dots (82)$$

По  $w$  определяем  $G$ , пользуясь соотношением

$$G = \mu f w \gamma = \frac{\mu f w}{v}$$

**16. Пример.** Испытание, описанное в прошлом примере, было повторено, при чем пользовались шайбой с тщательно скругленным



устьем диам. в 17,4 мм (фиг. 17); из опытов над протеканием воды получено было, что коэффициент истечения  $\mu$  для давной шайбы равен 0,96.

При диаметре трубопровода равном 40 мм

$$\frac{f}{f_1} = \frac{2,378}{12,55}, \quad \frac{\mu}{\sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_1}\right)^2}} = \frac{0,96}{0,981} = 0,978.$$

При учете влияния скорости в трубе получается формула для  $G$  такого же простого вида, как и предыдущие, а именно:

$$G = 0,978 \frac{2,378}{10000} \cdot 443 \cdot 3600 \sqrt{\frac{\Delta p}{v}} = 3,71 \sqrt{\frac{\Delta p}{v}}.$$

Падение давления  $\Delta p$ , согласно измерения, равно 155 мм вод. ст.; определенный по давлению и температуре внутри трубы удельный объем  $v = 0,846$  куб. м/кг; поэтому

$$G = 3,71 \sqrt{\frac{155}{0,846}} = 50,2 \text{ кг/час.}$$

Расхождение между полученным значением  $G$  и значением  $G$ , определенным помощью шайбы с острыми кромками, составляет менее 1%.

## 25. Измерение подачи методом наполнения.

Для полноты изложения рассмотрим еще метод наполнения, который может служить для измерения больших количеств газа, пользуясь газгольдерами светильного газа.

В нагнетательный трубопровод вставлен дроссельный вентиль, помощью которого устанавливается желаемое давление; давление это должно поддерживаться неизменным, независимо от того, какую величину принимает противодействие за вентилем.

Рекомендуется между упомянутым вентилем и компрессором включить небольшой воздушный колокол, служащий для уравнивания масс. К колоколу могут быть удобно присоединены дроссельный вентиль, манометр и термометр.

При производстве измерения дросселированный воздух вводится в возможно большой измерительный сосуд, просоединенный к концу нагнетательного трубопровода; сосуд этот, начиная с определенного момента, держат закрытым, пока давление не поднимется от начального значения  $p_a$  до конечного —  $p_e$ . Одновременно нужно измерять соответствующее повышение температуры  $t_e - t_a$ , для чего пользуются термометрами, глубоко погруженными в измерительный сосуд, по крайней мере, в двух местах. Если, кроме того, измерить время наполнения сосуда, объем которого известен, то по полученным данным можно определить вес поступающего в единицу времени воздуха.



Дроссельный клапан следует во время опыта регулировать таким образом, чтобы, несмотря на постепенно повышающееся давление за клапаном, давление перед клапаном оставалось неизменным. В начале измерения закрывают выпускной клапан, клапан же в нагнетательном трубопроводе медленно открывают так, чтобы давление в нагнетательном трубопроводе оставалось на постоянной высоте. Когда, благодаря наполнению, давление в измерительном сосуде, постепенно повышаясь, приблизится к давлению за компрессором, опыт можно считать оконченным. По времени и по числу ходов компрессора определяется коэффициент подачи.

По измеренным давлениям и температурам в начале и в конце наполнения получают удельные веса газа из следующих соотношений:

$$\gamma_c = \frac{p_c}{RT_c}, \quad \gamma_a = \frac{p_a}{RT_a}.$$

Если обозначим через  $V_k$  объем измерительного сосуда, то вес подведенного воздуха

$$G = G_c - G_a = V_k (\gamma_c - \gamma_a) = \frac{V_k}{R} \left( \frac{p_c}{T_c} - \frac{p_a}{T_a} \right) \dots (83).$$

Большой частью требуется определить не вес подаваемого газа, а его полезный объем, отнесенный к условиям всасывания ( $p_0, t_0, v_0$ ). В таком случае объем

$$V_n = G v_0 = G \frac{RT_0}{p_0} \dots (84)$$

или, обходя вычисление  $G$ ,

$$V_n = V_k \left( \frac{p_c}{p_0} \frac{T_0}{T_c} - \frac{p_a}{p_0} \frac{T_0}{T_a} \right); \dots (85)$$

в этом уравнении часто  $p_0 = p_a = 1$  атм.

Если измерение производится над воздушными компрессорами, то нельзя пренебрегать влиянием влажности в связи с тем обстоятельством, что относительные влажности  $x_a$  и  $x_c$  в начале и в конце наполнения имеют различную величину и отличаются от величины влажности  $x_0$  при всасывании.

Чтобы иметь возможность правильно сравнивать данные измерения, вычисляют тот полезный объем  $V_n$ , который мог бы всосать компрессор, если бы имелся в распоряжении сухой воздух. При этом следует исходить из удельных весов сухой части воздуха. Согласно параграфу 7, при газовой постоянной для сухого воздуха  $R = 29,27$ , имеем:

$$\gamma'_a = \frac{p_a - x_a p_{sa}}{RT_a}, \quad \gamma'_c = \frac{p_c - x_c p_{sc}}{RT_c}, \dots (86)$$

для воздуха, отнесенного к условиям всасывания,

$$\gamma'_0 = \frac{p_0 - x p_{s0}}{RT_0};$$



отсюда следует, что

$$V_n = V_k \frac{\gamma'_e - \gamma'_a}{\gamma'_0} \dots \dots \dots (87)$$

При уменьшении объема, благодаря сжатию, большей частью достигают точки росы или даже переходят за нее; в этом случае относительная влажность достигает единицы.

**17. Пример.** В „Mitteilungen über Forschungsarbeiten“, вып. 58, приводится, что Heilemann при испытании № 47 получил измерением следующие числа:

объем измерительного сосуда

$$V_k = 8,469 \text{ куб. м,}$$

перед воздушными часами, т.е. в начале всасывающего трубопровода

$$p_0 = 1,017 \text{ кг/кв. см,} \quad t_0 = 23,3^\circ \text{ Ц,} \quad x_0 = 0,83;$$

в измерительном сосуде

$$\begin{array}{lll} \text{в начале} & p_a = 1,017 \text{ кг/кв. см,} & t_a = 25,9^\circ, \quad x_a = 1, \\ \text{в конце} & p_e = 4,91 \quad \text{„} \quad \text{,} & t_e = 28^\circ, \quad x_e = 1. \end{array}$$

Из таблицы для насыщенного водяного пара получаем путем графического интерполирования:

$$p_{so} = 0,029 \text{ кг/кв. см,} \quad p_{sa} = 0,034 \text{ кг/кв. см,} \quad p_{se} = 0,038 \text{ кг/кв. см.}$$

Отсюда следует, что

$$\begin{array}{llll} p_0 - x_0 p_{so} = 1,017 - 0,029 \cdot 0,83 = 0,993 \text{ кг/кв. см} & = & 9930 \text{ кг/кв. см} \\ p_a - x_a p_{sa} = 1,017 - 0,034 & = & 0,983 \quad \text{„} & = 9830 \quad \text{„} \\ p_e - x_e p_{se} = 4,91 - 0,038 & = & 4,872 \quad \text{„} & = 48720 \quad \text{„} \end{array}$$

По этим числам, пользуясь ур. (86) и (87), получаем величину подачи сухого воздуха, отнесенную к начальному состоянию ( $p_0, t_0$ ):

$$V_n = 8,469 \cdot \frac{296,3}{9930} \left( \frac{48720}{301} - \frac{9830}{298,9} \right) = 32,66 \text{ куб. м.}$$

Если же пренебречь влажностью воздуха, то, согласно ур. (85),

$$V_n = \left( \frac{4,91}{1,017} \cdot \frac{296,3}{301} - \frac{296,3}{298,8} \right) 8,469 = 31,95 \text{ куб. м;}$$

сравнивая эту величину  $V_n$  с предыдущей, видим, что она отличается на 2,23%.

Число оборотов компрессора за время наполнения равнялось 1343,5, продолжительность наполнения составляла 148,4 сек; поэтому  $n = 54,3$  обор./мин. Полезный объем, всасываемый в час:

$$V'_n = \frac{32,66}{1343,5} \cdot 54,3 \cdot 60 = 79,24 \text{ куб. м/час.}$$



## Д. Теплопередача и падение давления в трубах холодильников.

### 26. Теплопередача.

Количество теплоты, передаваемой при соприкосновении двух тел, пропорционально времени, поверхности соприкосновения и разности температур обоих тел.

Процесс перехода количества теплоты  $Q$  (в час) от газа через стенку  $F$  (кв. м) к охлаждающей воде можно представить себе состоящим из трех отдельных явлений:

а) переход теплоты от газа к стенке; при этом

$$Q = F \cdot \alpha_1 \cdot (t_1 - \vartheta_1), \dots \dots \dots (1)$$

где через  $t_1$  обозначена неизменяющаяся температура горячего газа и через  $\vartheta_1$  — температура стенки в месте входа в нее теплоты; величина  $\alpha_1$  называется коэффициентом теплопередачи;

б) переход теплоты сквозь стенку; теплота

$$Q = F \cdot \frac{\lambda}{\delta} (\vartheta_1 - \vartheta_2); \dots \dots \dots (2)$$

в этой формуле  $\delta$  обозначает толщину стенки в м и  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;

в) переход теплоты от стенки к охлаждающей воде с неизменяющейся температурой  $t_2$ ; теплота

$$Q = F \alpha_2 (\vartheta_2 - t_2) \dots \dots \dots (3)$$

где через  $\vartheta_2$  обозначена температура стенки в месте выхода из нее теплоты.

Из ур. (1), (2) и (3) получается следующее уравнение, общее для всего процесса перехода теплоты:

$$Q = \kappa F (t_1 - t_2), \dots \dots \dots (4)$$

при чем коэффициент теплопрохождения  $\kappa$  имеет такое значение:

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta}{\lambda}} \dots \dots \dots (5)$$

Температуры стенки  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  соответственно определяются выражениями

$$\vartheta_1 = t_1 - \frac{\kappa}{\alpha_1} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (6)$$

$$\vartheta_2 = t_2 + \frac{\kappa}{\alpha_2} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (7)$$

В промежуточных холодильниках компрессоров большей частью применяются тонкостенные латунные трубки (со стенками толщиной от



1 до максимум 3 мм). Поэтому член  $\frac{\delta}{\lambda}$  в ур. (5) очень мал, почему им часто пренебрегают ( $\lambda = 50$  до  $60$ ,  $\delta = 0,003$  м,  $\frac{\delta}{\lambda} = \frac{0,003}{50} = 0,00006$ ). При этом ур. (5) упрощается и принимает следующий вид:

$$\alpha = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \dots \dots \dots (8)$$

Значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  в сильной степени зависят от скорости движения жидкости.

По Джоулю, для перехода теплоты от воздуха к металлу

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{w_1} \dots \dots \dots (9)$$

На величину коэффициента теплопередачи в действительности оказывает значительное влияние еще целый ряд других факторов; поэтому формула Джоуля дает только весьма грубое приближение.

Согласно опытов Nusselt'a, коэффициент теплопередачи зависит не только от скорости  $w_1$  газа, но и от диаметра  $d$  (м) трубы, теплоемкости  $c_p$ , удельного веса  $\gamma$  и от коэффициента теплопроводности  $\lambda$  газа. Основываясь на своих опытах, Nusselt<sup>1)</sup> предложил соответствующую формулу; в упрощенном виде, к которому ее привел ten Bosch<sup>2)</sup>, формула эта имеет вид:

$$\alpha_1 = 18,1 \frac{\lambda}{d} \left( \frac{w_1 d \gamma c_p}{\lambda} \right)^{0,8} \dots \dots \dots (10)$$

Коэффициент теплопроводности  $\lambda$  зависит от температуры и имеет такое выражение:

$$\lambda = \lambda_0 (1 + at), \dots \dots \dots (11)$$

где  $t$  представляет собой температуру, среднюю между температурами стенки и газа. Температурой стенки нужно предварительно задаться; т. к. влияние этой температуры невелико, то неточность в ее выборе не имеет значения. При холодильниках эта температура во всяком случае лишь немногим выше средней температуры воды.

Коэффициенты  $\lambda_0$  и  $a$  имеют следующие численные значения:

Наименование газа	Воздух	Углекислота	Аммиак	Светильный газ
$\lambda_0 =$	0,020	0,0121	0,0165	0,0506
$a =$	0,0023	0,00385	0,0054	0,0030

Вхождение удельного веса  $\gamma$  в формулу для  $\alpha_1$  выражается тем, что коэффициент теплопередачи с возрастанием давления сильно

1) Z. V. D. I. 1911 г., стр. 2021.

2) M. ten Bosch, Die Wärmeübertragung, 1922 г.



увеличивается. Объясняется это тем, что при повышении давления молекулы газа сближаются и лучше передают теплоту стенке.

По Nusselt'у <sup>1)</sup> для перегретого пара

$$\lambda = 0,00578 \frac{c_v \sqrt{T}}{1 + \frac{327}{T}}, \dots \dots \dots (12)$$

где  $c_v$  — теплоемкость при постоянном объеме.

Переход теплоты от металла к воде происходит значительно легче согласно часто применяемой формуле,

$$\alpha_2 = 300 + 1800 \sqrt{w_2}, \dots \dots \dots (13)$$

где через  $w_2$  обозначена скорость движения воды.

По Soenecken'у, более точные значения  $\alpha_2$  получаются из формулы

$$\alpha_2 = 2020 (1 + 0,014 t) \frac{w_2^{0,9}}{d^{0,1}} \dots \dots \dots (14)$$

Уравнение (4), служащее для вычисления коэффициента теплопрохождения, относится к тому случаю, когда температуры тел как отдающего, так и получающего теплоту не изменяются. Но в холодильниках компрессоров это не имеет места; газ, считая от места входа до места выхода, охлаждается с  $t_1'$  до  $t_1''$ , вода же, наоборот, нагревается с  $t_2'$  до  $t_2''$  при параллельном токе и с  $t_2''$  до  $t_2'$  при встречном токе; в этом случае величина охлаждающей поверхности получается из уравнения

$$Q = kF \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}} \dots \dots \dots (15)$$

Для многих случаев достаточно точна формула:

$$Q = kF \left( \frac{t_1' + t_1''}{2} - \frac{t_2' + t_2''}{2} \right) \dots \dots \dots (16)$$

Пусть  $G_1$  и  $G_2$  соответственно протекающие в течение часа веса газа и воды с теплоемкостями  $c_p$  и  $c$  ( $c = \infty 1$ ); тогда

$$\left. \begin{aligned} Q &= c_p G_1 (t_1' - t_1'') \\ Q &= c G_2 (t_2' - t_2'') \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

При расчете промежуточных холодильников, большей частью можно пренебречь величиной  $\alpha_2$ , в сравнении с  $\alpha_1$ ; поэтому  $k \approx \alpha_1$ . За поверхность охлаждения следует принимать омываемую газами внешнюю поверхность труб, оказывающую переходу теплоты большее сопротивление, чем поверхность, соприкасающаяся с водой.

<sup>1)</sup> Z. V. D. I. 1917 г., стр. 687.



**18. Пример.** Nusselt пользовался при своих опытах цельнотянутой латунной трубкой диаметром 22/26 мм; при опыте № 6  $w_1 = 6,21$  м/сек. Согласно ур. (9),

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{w_1} = 27,$$

по ур. (13),  $w_2 = 2$  м/сек.,

$$\alpha_2 = 300 + 1800 \sqrt{w_2} = 2840;$$

поэтому

$$k = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} = 26,75.$$

Полученный коэффициент теплопрохождения  $k$  лишь незначительно отличается от  $\alpha_1$ .

Вычислим  $\alpha_1$  из более точного уравнения (10). Т. к.

$$\left. \begin{array}{l} \text{температура воздуха } t = 45,7^\circ \\ \text{стенки } t_0 = 103,5^\circ \end{array} \right\} t_m = 74,6^\circ,$$

$$\text{то } \lambda = 0,02 (1 + 0,0023 \cdot 74,6) = 0,0234;$$

поэтому

$$\alpha_1 = 18,1 \frac{0,0234}{0,022} \left( \frac{6,21 \cdot 0,022 \cdot 0,242 \cdot 1,10}{0,0234} \right)^{0,8} = 27,1.$$

Это значение  $\alpha_1$  почти совпадает со значением  $\alpha_1$ , полученным из ур. (9).

**19. Пример.** В группу трубок (диаметром в 20 мм) поступает воздух с температурой в  $120^\circ$ ; при протекании воздух охлаждается до  $20^\circ$ ; при этом вода нагревается с  $10^\circ$  до  $30^\circ$ , в виду чего можно принять, что температура стенки приблизительно равна  $30^\circ$ . Температура, являющаяся средней из средней температуры воздуха ( $70^\circ$ ) и температуры стенки, поэтому равна  $50^\circ$  Ц; отсюда  $\lambda = 0,023$ .

Чтобы показать, какое большое влияние на  $\alpha_1$  оказывают скорость и давление воздуха, вычислим по ур. Nusselt'a коэффициент теплопередачи  $\alpha_1$  при различных скоростях воздуха  $w_1$  и различных удельных весах  $\gamma$ ; результаты вычисления представлены в нижеследующей таблице.

	$w_1$ м/сек	абс. атм.	$\gamma$ кг/куб. м	$\alpha_1$ кал./кв.м/°Ц
$d = 20$ мм	10	1	1,06	39
	20	1	1,06	59,5
$\lambda = 0,023$	10	10	10,6	248
	20	10	10,6	429
$t_m = 50^\circ$	40	10	10,6	755

**20. Пример.** Двухступенчатый воздушный компрессор двойного действия (диам. цилиндров 450/725, ход — 800 мм, 88 обор./мин, 6 атм. избыточного давления, 311 л. с.) снабжен промежуточным холодильником с поверхностью охлаждения в 55 кв. м. Воздух при протекании



по латунным трубкам охлаждается с  $t_1' = 124^\circ$  до  $t_1'' = 22^\circ$ ; охлаждающая вода при этом нагревается с  $t_2'' = 11^\circ$  до  $t_2' = 36^\circ$ . Всасываемый объем = 3 365 куб. м/час; при удельном объеме, равном 0,8 куб. м/кг, вес воздуха, протекающего в час,

$$G_1 = 4\,200 \text{ кг/час};$$

отдача теплоты

$$Q = 0,24 \cdot 4\,200 \cdot (124 - 22) = 102\,000 \text{ кал./час.}$$

Необходимое для охлаждения количество воды

$$G_2 = \frac{102\,000}{36 - 11} = 4\,080 \text{ кг/час.}$$

Таким образом, наш компрессор требует на одну лошадиную силу 13,1 кг охлаждающей воды.

По заданной величине охлаждающей поверхности можно опытом определить коэффициент теплопрохождения  $k$ . В нашем случае

$$t_1' - t_2' = 124 - 36 = 88^\circ, \quad t_1'' - t_2'' = 22 - 11 = 11^\circ,$$

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = 2,303 \log \frac{88}{11} = 2,08;$$

следовательно,

$$k = \frac{102\,000 \cdot 2,08}{55 (88 - 11)} = 50,2.$$

Это значение можно получить из формулы Nusselt'a, если принять среднюю температуру воздуха равной  $73^\circ$ , и, кроме того, среднюю арифметическую из средней температуры воздуха  $73^\circ$  и средней температуры стенки  $30^\circ$  принять равной  $50^\circ$ . При этом  $\gamma = 3,2$  ( $p = 3$  абс. атм.), затем  $w = 5$  м/сек. и  $\lambda = 0,023$ . По трубкам протекает объем  $V = \frac{4\,200}{3\,600 \cdot 3,2} = 0,366$  куб. м/сек.; поэтому, чтобы пропустить этот воздух со скоростью  $w$ , нужны 90 трубок с внутренним диаметром в 32 мм.

Из данных опытов Nusselt'a определяется коэффициент теплопрохождения для гладкой трубы, внутри которой течет газ и которая снаружи омывается водой. Однако, весьма часто холодильник имеет обратное устройство: по ряду узких трубок течет вода, газ же движется между трубками. Благодаря поперечным стенкам газ направляется на поверхность трубок более или менее перпендикулярно и движется внутри холодильника позмеевидным траекториям; достигаемая скорость газа все же не бывает велика.

Устройства такого рода до сего времени мало исследовались опытным путем; обычно принимается  $k = 20 - 25$ .

**21. Пример.** При упомянутом в примере 15 опыте, относящемся к компрессору небольших размеров, количество воздуха  $G = 50,2$  кг/час; через промежуточный холодильник (группа трубок с поверхностью  $F = 1,05$  кв. м; по трубкам течет вода) пропускалось 246,9 кг/час воды



которая нагревалась с  $t_2'' = 12,7^\circ$  до  $t_2' = 17,3^\circ$ ; таким образом, вода получала количество теплоты

$$Q_m = 246,9 (17,3 - 12,7) = 1140 \text{ кал./час.}$$

Т. к. температура в машинном зале ( $21^\circ$ ) была выше, чем средняя температура в холодильнике ( $15^\circ$ ), то некоторое количество теплоты проникло снаружи через кожух (0,56 кв. м); это количество теплоты равно  $20 \cdot 0,56 (21 - 15) = 67$  кал./час, если принять коэффициент теплопрохождения равным 20. Воздух, сжатый в первой ступени, приносит поэтому только 1073 кал./час и охлаждается с  $t_1''$  до  $t_1' = 30^\circ$ . Температура  $t_1''$  — ниже конечной температуры сжатия ( $180^\circ$ ), и, согласно уравнения

$$Q = G c_p (t_1'' - t_1'),$$

имеет такое значение:

$$t_1'' = \frac{1073}{0,24 \cdot 50,2} + 30 = \approx 120^\circ \text{ Ц.}$$

Поэтому

$$\Delta t = \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}} = 48$$

и

$$k = \frac{Q}{F \cdot \Delta t} = \frac{1073}{1,05 \cdot 48} = 21,3.$$

## 27. Падение давления.

Падение давления в трубках промежуточного холодильника происходит, главным образом, вследствие трения, величина которого зависит от скорости протекания. При увеличении скорости повышается передача теплоты, но одновременно увеличивается и падение давления. При выборе размеров трубок следует поэтому обращать внимание на оба эти явления.

В последующем изложении предположено, что газ протекает по охлаждающим трубкам, вода же находится вне их.

Для наших целей достаточно определить падение давления  $\Delta P$  на длине  $l$  трубы по формуле, применяемой также и к движению воды, а именно:

$$\Delta P = \beta \gamma \frac{l}{d} w^2, \dots \dots \dots (18)$$

где через  $w$  обозначена скорость течения (в м/сек), через  $d$  — внутренний диаметр трубы и через  $\gamma$  удельный вес газа.

Благодаря охлаждению, значения  $w$  и  $\gamma$  во время протекания несколько изменяются; в приведенное уравнение следует подставлять средние величины, которые можно получить, зная состояние газа в начале и в конце трубки.



По Fritsche <sup>1)</sup>, значение коэффициента трения  $\beta$  определяется формулой

$$\beta = 6,02 \cdot d^{-0,269} (\gamma w)^{-0,148} \dots \dots \dots (19)$$

Значение констант подобрано так, что при  $d$ , выраженном в мм,  $l$  — в м,  $\gamma$  — в кг/куб. м и  $w$  — в м/сек, значение  $\Delta P$  (форм. 18) получается в мм водяного столба (или кг/кв. м).

В последнее время Nusselt также изучал величины падения давления в узких латунных трубках; полученные им величины несколько меньше, чем у Fritsche.

Кроме потерь на трение имеются еще потери при входе в трубки, в коленах, у запорных и распределительных органов, помещенных между цилиндрами низкого и высокого давлений; поэтому значения, полученные по ур. (19), следует соответственным образом округлить.

**22. Пример.** Внутри латунной трубки с внутренним диаметром в 22 мм движется воздух со скоростью 22,2 м/сек. Определить падение давления на длине  $l=1$  м при среднем удельном весе  $\gamma = 1,356$  кг/куб. м.

По заданным числам получаем

$$(\gamma \cdot w)^{0,148} = (22,2 \cdot 1,356)^{0,148} = 1,66$$

$$d^{0,269} = 22^{0,269} = 2,3,$$

поэтому, по ур. (19),

$$\beta = \frac{6,02}{2,3 \cdot 1,66} = 1,58$$

и, по ур. (18),

$$\Delta P = 1,58 \cdot 1,356 \cdot \frac{1}{22} \cdot 22,2^2 = 47,5 \text{ мм вод. ст.}$$

Если воспользоваться известной формулой гидравлики

$$\frac{\Delta P}{\gamma} = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{w^2}{2g}$$

и подставить в нее значение  $d$ , выраженное в м, то

$$\lambda = \frac{2g \cdot \beta}{1000} = \frac{19,62 \cdot 1,58}{1000} = 0,031;$$

найденное значение  $\lambda$  часто принимается в качестве средней величины и для воды.

<sup>1)</sup> Zeitschr. 1908 г., стр. 1749.



## Часть II.

# Поршневые компрессоры.

## А. Превращения энергии в поршневом компрессоре.

### 28. Теоретический рабочий процесс в одноступенчатом компрессоре.

Для изучения какого-либо процесса работы целесообразно сначала рассмотреть только происходящие при этом основные явления в их простейшей форме, отвлекаясь от побочных влияний, которые должны быть затем изучены отдельно. При таком методе изучения удается достигнуть ясного понимания основного процесса, называемого теоретическим рабочим процессом машины; подобное изучение является вполне достаточным для разрешения целого ряда вопросов, в особенности вопросов, связанных с расчетами при проектировании.

Теоретический рабочий процесс поршневой машины, служащей для сжатия газов, мог бы происходить при следующих предположениях:

а) поршень описывает весь объем цилиндра, т.-е. не учитывается вредное пространство;

б) газ, поступивший в цилиндр при всасывании, в конце всасывающего хода поршня находится в том же состоянии, что и газ снаружи, т.-е. температура и давление не изменяются до начала сжатия;

в) трением поршня, сопротивлением клапанов и т. д. пренебрегается;

г) сжатый газ поступает в нагревательный резервуар, давление в котором не меняется; это равносильно предположению, что либо резервуар очень велик, либо что в каждый момент потребляемое количество газа равняется количеству газа, нагнетаемому компрессором.

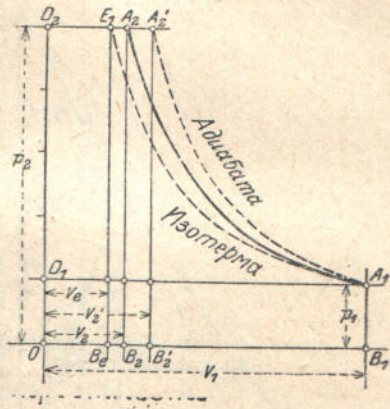
При перемещении поршня из его внутренней мертвой точки газ стремится через открывшийся всасывающий клапан. Когда поршень придет в свое внешнее мертвое положение, описанный поршнем объем  $V_1$  наполнится газом, давление и температура которого соответственно равны внешнему давлению  $p_1$  и температуре  $t_1$ . Процесс этот может быть рассматриваем, как изменение состояния, т. к. газ в термическом отношении никаких изменений не претерпевает.



На диаграмме  $p_v$  (фиг. 19) процесс наполнения цилиндра представлен прямой  $D_1 A_1$ , параллельной оси абсцисс; давление  $p_1$  обозначает давление атмосферного воздуха, если воздух берется непосредственно снаружи.

Когда поршень начинает двигаться в обратном направлении, всасывающий клапан тотчас же закрывается, и начинается сжатие газа. Когда давление в цилиндре достигнет величины противодействия  $p_2$  в нагнетательном трубопроводе, откроется нагнетательный клапан (точка  $A_2$ ), и сжатый газ начнет вытесняться поршнем в резервуар (давление в продолжение процесса вытеснения остается постоянным).

После того как поршень придет в свое первоначальное мертвое положение, процесс снова повторится в тех же пределах давления, если из нагнетательного резервуара отводится к месту потребления количество газа, равное количеству, подаваемому компрессором.



Фиг. 19.

Полная работа сжатия  $L$  на диаграмме  $p_v$  представляется площадью  $D_1 A_1 A_2 D_2$ ; работа  $L$  составляется из трех частей: абсолютной работы всасывания (прямоугольник  $OB_1 A_1 D_1$ ), работы сжатия, как таковой (площадь  $B_2 B_1 A_1 A_2$ ), и работы выталкивания (прямоугольник  $OB_2 A_2 D_2$ ); работы сжатия и выталкивания имеют знак, обратный знаку работы всасывания.

Для определения величины работы нужно предварительно сделать то или иное предположение относительно характера изменения состояния газа во время процесса сжатия.

а) Изотермическое сжатие от  $A_1$  до  $E_1$ .

На основании данных, полученных нами при исследовании изотермического изменения состояния газа (параграф 17),

$$L_{is} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + p_2 V_2 - p_1 V_1.$$

Но

$$p_2 V_2 = p_1 V_1;$$

поэтому

$$L_{is} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (1)$$

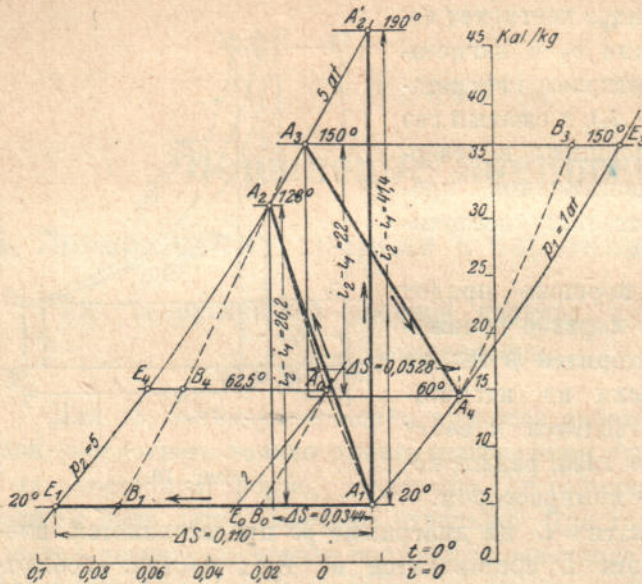
Если, вместо натуральных логарифмов, мы хотели бы пользоваться десятичными, то в правую часть ур. (1) нужно было бы ввести множитель 2.303.

При расчете работы, отнесенной к 1 куб. м всасываемого объема газа, следует в ур. (1) подставить  $V_1 = 1$  куб. м. Если же ведется



расчет работы, отнесенной к нагнетаемому объему  $V_2 = 1$  куб. м, то множителем при логарифме будет, вместо  $p_1$ , значение высокого давления  $p_2$ . Работа сжатия одного куб. м при одном и том же отношении давления одинакова для всех газов.

Для определения работы на один кг газа следует в ур. (1) вместо  $V_1$  подставить значение удельного объема  $v_1$ .



Фиг. 20.

На энтропийной диаграмме изотерма представлена линией  $T$ , идущей от точки  $A_1$  до точки  $E_1$  (фиг. 20); тепловой эквивалент работы сжатия представляется в виде произведения двух множителей:

$$AL_{is} = (\Delta S) T_1.$$

На диаграмме  $TS$  линия  $T$  представляет собой горизонтальную прямую; величина работы представляется площадью прямоугольника с шириной  $A_1 E_1 = \Delta S$  и высотой  $T_1$ . На диаграмме  $JS$  значения энтропии также изображаются абсциссами; но в виде ординат, вместо абсолютных температур, нанесены значения теплосодержания. Поэтому, при изотерме уменьшение энтропии  $\Delta S$  может быть также непосредственно взято из диаграммы  $JS$ , как и из диаграммы  $TS$ ; но на диаграмме  $JS$  площади уже не имеют того значения, что на диаграмме  $TS$ .

Как из диаграммы  $pv$ , так и из энтропийной диаграммы видно, что изотермическое сжатие требует на 1 кг подаваемого газа наименьшего расхода работы.

б) Адиабатическое сжатие от  $A_1$  до  $A_2'$ .

Согласно сказанного выше, тепловой эквивалент работы сжатия, как таковой (площадь  $B_2' B_1 A_1 A_2'$  на фиг. 19), равен  $c_v (T_2' - T_1)$ . Значение работы при постоянном давлении равно

$$p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Поэтому полная работа

$$L_{ad} = \frac{c_v}{A} (T_2' - T_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1.$$



Пользуясь соотношениями

$$p_1 v_1 = RT_1, \quad p_2 v_2 = RT_2'$$

и

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

получаем, что

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \dots \dots \dots (2)$$

Приняв во внимание, что

$$c_p = c_v + AR.$$

приводим выражение для  $L_{ad}$  к такому виду:

$$L_{ad} = \frac{c_p}{A} (T_2' - T_1) \dots \dots \dots (3)$$

Третье выражение для  $L_{ad}$  получаем из формулы

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} R (T_2' - T_1) = \frac{kRT_1}{k-1} \left( \frac{T_2'}{T_1} - 1 \right),$$

из которой следует, что

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \dots \dots \dots (4)$$

Если в ур. (4), вместо удельного объема  $v_1$ , подставить значение полного объема  $V_1$ , то получим величину полной работы, отнесенной к  $V_1$  куб. м; если принять, что  $V_1 = 1$  куб. м, то получим выражение для работы, отнесенной к 1 куб. м всасываемого газа. Выведенные уравнения относятся к случаю неизменяемости значений  $c_v$  и  $c_p$ .

Вся эта работа может быть сделана быстрее, если вместо вычислений по формулам с дробными показателями воспользоваться энтропийной диаграммой.

На энтропийной диаграмме адиабатическое сжатие представляется вертикальной прямой, идущей от  $A_1$  до  $A_2'$ . Отсчитывая непосредственно на диаграмме  $TS$  конечную температуру  $T_2'$ , получим работу сжатия на 1 кг в виде произведения двух множителей:

$$AL_{ad} = c_p (T_2' - T_1);$$

Изменяемость теплоемкости должна быть учтена в этой формуле путем выбора для  $c_p$  соответствующего среднего значения.

Из диаграммы  $JS$  значение  $AL_{ad}$  получается непосредственно в виде расстояния между конечной точкой  $A_2'$  и начальной  $A_1$ , т. к.  $AL_{ad}$  равно разности теплосодержаний, т. е.

$$L_{ad} = i_2 - i_1.$$

В таблице 6 приведены значения  $AL_{ad}$ , взятые из диаграммы  $JS$ , для отношений давлений, лежащих между 2-мя и 10-ю; из той же диаграммы  $JS$  получены приведенные в таблице значения конечных



температур, при чем начальная температура при этих расчетах была принята равной  $20^{\circ}\text{Ц}$ . Если отношение давлений больше четырех, то конечные температуры получают недопустимо высокие величины. Деля величины  $i_2 - i_1$  на  $t_2' - t_1$ , находим значения средних теплоемкостей; из таблицы 6 видно, что средняя теплоемкость  $c_{pm}$  повышается по мере возрастания давлений и температур.

Таблица 6.

Тепловой эквивалент работы при адиабатическом и изотермическом сжатии 1 кг воздуха.

$\frac{p_1}{p_2}$	В начальном состоянии $p_1 = 1$ атм., $t_1 = 20^{\circ}\text{Ц}$ .								
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$AL_{ad}$ кал.	15,6	25,6	34,0	41,4	47,4	52,8	57,6	62	66,2
$t_2^{\circ}\text{Ц}$	85	124	160	190	214,2	235	254,3	271,5	288,5
$c_{pm}$	0,240	0,240	0,242	0,243	0,244	0,245	0,246	0,247	0,247
$\Delta S$	0,0474	0,0745	0,0945	0,110	0,1225	0,1335	0,1422	0,151	0,158
$AL_{is}$	13,9	21,8	27,7	32,2	35,9	39,1	41,6	44,3	46,3
$\frac{AL_{is}}{AL_{ad}}$	0,891	0,874	0,814	0,778	0,758	0,741	0,722	0,714	0,70
В начальном состоянии $p_1 = 10$ атм., $t_1 = 20^{\circ}\text{Ц}$ .									
$p_2$ атм.	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$AL_{ad}$ кал.	14,9	27,6	34,0	41,2	46,7	51,8	56,0	60,2	63,6
$t_2^{\circ}\text{Ц}$	80	123,2	154,6	178,6	199	215,5	238,5	241,2	252
$c_{pm}$	0,248	0,248	0,252	0,260	0,261	0,265	0,268	0,272	0,274

Таблица 6 содержит еще данные об изменении энтропии при соответствующих отношениях давлений, а также значения работы  $AL_{is}$  при изотермическом сжатии, отнесенной к 1 кг воздуха. Отношение работы  $AL_{is}$  к  $AL_{ad}$  с возрастанием отношения давлений неуклонно уменьшается. В таблице 6 приведены еще значения работы при адиабатическом сжатии для тех же отношений давлений, что и раньше, но при начальном давлении  $p_1 = 10$  атм. Соответствующие значения  $AL_{ad}$ , отнесенные к 1 кг воздуха для обоих случаев ( $p_1 = 1$  атм. и  $p_1 = 10$  атм. мало отличаются друг от друга, но величины теплоемкости  $c_p$  во втором случае значительно выше, чем в первом; поэтому конечные температуры  $t_2'$  во втором случае не так высоки, как в первом.



в) Политропическое сжатие.

Пусть цилиндр хорошо охлаждается, как на боковых поверхностях, так и со стороны крышек; тогда линия сжатия  $A_1 A_2$  лежит между изотермой и адиабатой.

Уравнение линии давления на диаграмме  $p v$  имеет такой вид:

$$p v^m = Const.;$$

значение показателя  $m$  лежит между 1 и  $k = \frac{c_p}{c_v}$ . Если принять для приблизительных подсчетов, что  $m$  — постоянно, то работу можно вычислить по ур. (2) или ур. (4), подставляя в них, вместо  $k$ , меньшую величину  $m$ .

На энтропийной диаграмме политрона с достаточной точностью может быть представлена в виде прямой, идущей из  $A_1$  влево вверх ( $A_1 A_2$  на фиг. 19). Проводим через точку  $A_2$  линию  $v_2$  до пересечения ее в точке  $B_1$  с горизонталью  $A_1 E_1$ ; в таком случае показатель  $m$  может быть определен по отрезкам  $A_1 E_1$  и  $A_1 B_1$ , а именно

$$m = \frac{A_1 E_1}{A_1 B_1}.$$

Производя такого рода вычисления для отдельных частей всей прямой  $A_1 A_2$ , мы увидим, что  $m$  изменяется мало. Т. к., однако, условие постоянства  $m$  является довольно произвольным, то для простоты можно принять за линию изменения состояния прямую ( $A_1 A_2$ ).

При пользовании диаграммой  $TS$  можно работу сжатия определить по уравнению:

$$AL_p = c_p (T_2 - T_1) + (S_2 - S_1) \left( \frac{T_1 + T_2}{2} \right) \dots \dots \dots (5)$$

Первый член правой части этой формулы может быть взят непосредственно из диаграммы  $JS$  в виде вертикального расстояния между точками  $A_1$  и  $A_2$ ; второй член дает величину теплоты, отведенной от цилиндра во время сжатия, и вычисляется по отсчету  $(S_2 - S_1)$ , получаемому из диаграммы  $TS$  или  $JS$ .

**23. Пример.** Компрессор всасывает в минуту 100 куб. м водорода при температуре в  $20^\circ \text{C}$  и сжимает его с 1 атм. до 8 абс. атм. Определить величину потребной мощности при адиабатическом сжатии.

Решим предварительно задачу в предположении, что машина всасывает внешний воздух (обычно на практике при приемочных испытаниях компрессор работает на воздухе). Из энтропийной диаграммы для воздуха или из таблицы 6 получаем:

воздух

удельный объем в начале сжатия  $v_1 = 0,86$  куб. м/кг

вес подаваемого воздуха . . . .  $G = \frac{100}{0,86} = 116,3$  кг/мин.

работа на сжатие . . . .  $i_2 - i_1 = AL_{ad} = 57,6$  кал./кг

потребная мощность . . . .  $N_{ad} = \frac{57,6 \cdot 427 \cdot 116,3}{60 \cdot 75} = 638$  л. с.



Для определения работы сжатия водорода может служить энтропийная диаграмма для воздуха, если только умножить диаграммы на отношение молекулярных весов. Для воздуха  $m_0 = 28,95$ , для водорода  $m = 2$ ; поэтому:

в о д о р о д

удельный об'ем в начале сжатия $v = 0,86$	$\cdot \frac{28,95}{2} = 12,45$ куб. м/кг
вес подаваемого водорода . . . . .	$G = \frac{100}{12,45} = 8,02$ кг/мин.
работа сжатая . . . . .	$AL_{ad} = 57,6 \frac{28,95}{2} = 833,7$ кал./кг
потребная мощность . . . . .	$N_{ad} = \frac{833,7 \cdot 427 \cdot 8,02}{60 \cdot 75} = 638$ л. с.

Как и следовало ожидать, величина потребной мощности одинакова как для воздуха, так и для водорода; одинаковы также и всасываемые об'емы газов, но веса подаваемых газов, относящиеся как молекулярные веса этих газов, отличаются для обоих газов очень сильно.

**24. Пример.** На фиг. 20 показаны нанесенные на диаграмму  $JS$  все три вида изменения состояния (изотермическое, адиабатическое и политропическое) между давлениями  $p_1 = 1$  атм. и  $p_2 = 5$  атм. Предположено, что воздух сух; температура его равна  $t_1 = 20^\circ$ , удельный об'ем  $v_1 = 0,86$  куб. м/кг.

Для изотермы  $A_1 E_1$

$$\Delta S = 0,11; AL_{is} = 0,11 \cdot 293 = 32,23 \text{ кал./кг.}$$

При адиабате  $A_1 A_2'$  достигается конечная температура в  $190^\circ$ ; требующаяся работа

$$AL_{ad} = 41,4 \text{ кал./кг.}$$

Политропа вычерчена в предположении, что показатель  $m = 1,25$ . Откладывая отрезок  $B_1 A_1 = \frac{E_1 A_1}{1,25}$ , получаем точку  $B_1$ . Линия  $v$ , проходящая через точку  $B_1$ , пересекает линию  $p_2$  в искомой конечной точке политропы  $A_2$ . При этом политропическом изменении состояния конечная температура  $t_2 = 128^\circ$  ( $T_2 = 401$ ) и потребная работа  $AL_p = 26,2 + 0,0344 \frac{293 + 401}{2} = 26,3 + 11,9 = 38,2$  кал./кг.

Впродолжение процесса сжатия, охлаждающей водой отводится от цилиндра 11,9 кал./кг (пренебрегая трением поршня и побочными влияниями). Потребная работа при политропическом процессе получилась на 3,2 кал./кг, т.е. на 7,75% меньше, чем работа при адиабатическом сжатии.

Применяя вышеописанный способ к вычерчиванию промежуточных точек политропы, например, для  $p = 2$  атм., получаем линию  $A_1 A_0 A_2$ , которая является кривой изменения состояния при постоянном показателе  $m$ . Отклонение линии  $A_1 A_0 A_2$  от прямой  $A_1 A_2$  —



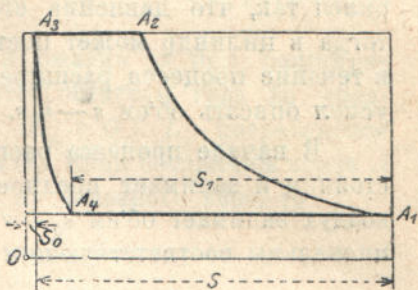
незначительно; предположение же о неизменяемости показателя  $m$  вообще совершенно произвольно. Как показано ниже, кривая действительного процесса обычно проходит справа от прямой  $A_1 A_2$  и лишь в редких случаях слева.

### 29. Вредное пространство.

Пусть поршень находится в крайнем внутреннем положении; остающееся при этом пространство между поршнем и крышкой цилиндра называется вредным пространством, величина которого всегда задается в долях полного объема, описываемого поршнем за один ход. В готовых машинах объем вредного пространства может быть измерен путем заполнения его водой или же вычислен по чертежу цилиндра. Величина вредного пространства зависит не только от расстояния между поршнем в мертвом положении и крышкой, но и от конструкции запорных органов и от их положения относительно цилиндра, т. к. все свободные пустоты, простирающиеся до закрытых распределительных органов, также входят в состав вредного пространства.

Остановимся на изучении влияния на процесс работы вредного пространства, которое, согласно только что сказанному, равно той части внутреннего объема цилиндра, которая не описывается поршнем. Когда поршень при обратном ходе возвратится во внутреннее мертвое положение, выталкивание сжатого газа прекращается, и во вредном пространстве остается некоторый остаток сжатого газа. Когда поршень опять пойдет вперед, всасывание нового количества газа в цилиндр может начаться лишь после того, как оставшийся во вредном пространстве сжатый газ расширится, и давление его понизится до давления всасывания.

Расширение газа, оставшегося во вредном пространстве, оказывает влияние как на величину подаваемого количества воздуха, т. е. на размеры цилиндра, так и на величину потребной мощности. На диаграмме  $pV$  (фиг. 21) показана кривая расширения  $A_3 A_4$ ; эта кривая пересекает линию всасывания в точке  $A_4$ , в которой и начинается всасывание; процесс всасывания представлен прямой  $A_4 A_1$ . Всасываемое количество уменьшилось в отношении длины прямой  $A_4 A_1 = s_1$  к длине прямой  $s$ , представляющей полный объем, описываемый поршнем за один ход. Отношение  $\lambda_0 = \frac{s_1}{s}$  носит название объемного (волюметрического) коэффициента полезного действия. Обозначим через  $V_h$  объем, описываемый поршнем в единицу времени; тогда величина  $\lambda_0 V_h$  называется индикаторным всасываемым объемом; величина  $\lambda_0$  определяется по длинам отрезков  $s_1$  и  $s$ , непосредственно получаемым из индикаторной диаграммы.



Фиг. 21.



Подаваемый объем меньше объема, описываемого поршнем, в  $\lambda_0$  раз; поэтому, при расчете компрессора на определенную подачу, величину полного объема, описываемого поршнем, следует брать соответственно большим заданного объема. Таким образом, уменьшение объемного к. п. д. влечет за собой увеличение стоимости установки.

Из фиг. 21 мы видим, что  $\lambda_0$  зависит не только от величины вредного пространства  $\varepsilon_0 = \frac{s_0}{s}$ , но и от отношения давлений. Чем выше и чем правее лежит начальная точка расширения  $A_3$ , тем меньше становится  $s_1$ .

Величину  $\lambda_0$  можно вычислить, если известно отношение давлений, или если значения удельных объемов  $v_3$  и  $v_4$  в начальной и конечной точках расширения могут быть взяты из энтропийной диаграммы. Пусть воздух, оставшийся во вредном пространстве, расширился так, что давление его сравнялось с давлением всасывания; тогда в цилиндр может поступить только объем  $\lambda_0 s$ , т. к. поршень в течение процесса расширения воздуха вредного пространства уже успел описать объем  $s - \lambda_0 s$ .

В начале процесса расширения воздух находится в сжатом состоянии и занимает вредное пространство  $s_0$ ; в конце расширения воздух занимает объем  $s_0 + s - \lambda_0 s$ . Т. к. эти объемы воздуха пропорциональны соответствующим удельным объемам, то

$$\frac{v_4}{v_3} = \frac{s_0 + s - \lambda_0 s}{s_0}.$$

Принимая во внимание, что

$$\varepsilon_0 = \frac{s_0}{s},$$

получаем

$$\lambda_0 = 1 - \varepsilon_0 \left( \frac{v_4}{v_3} - 1 \right) \dots \dots \dots (6)$$

Чтобы определить  $v_3$  и  $v_4$ , нужно предварительно решить вопрос о том, по какому закону происходит расширение. Часто принимают для простоты, что расширение происходит адиабатически, если линией сжатия также является адиабата; в этом случае  $v_3 = v_2$  и  $v_4 = v_1$ . Линия сжатия (вертикальная прямая) на энтропийной диаграмме является одновременно и линией расширения. При этом на величину потребной индикаторной работы вредное пространство влияния не оказывает. Происходящее явление можно себе представить в таком виде: в цилиндре сжимаются рядом два количества газа, из которых одно, — а именно, подаваемое в действительности количество — всасывается на пути  $s_1$  и выталкивается на пути  $A_2 A_3$ ; второе же количество газа (остаток газа во вредном пространстве) постоянно находится в цилиндре и все время многократно претерпевает круговой процесс изменения состояния  $A_1 A_2 A_3 A_4$ .



Правильнее было бы принять, как показано ниже, что расширение происходит политропически. Вводя в ур. (6) отношение давлений, получаем:

$$\lambda_0 = 1 - \varepsilon_0 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{m}} - 1 \right].$$

Температура газа, оставшегося во вредном пространстве, в начале процесса расширения ( $A_3$ ) несколько ниже, чем в конце процесса сжатия ( $A_2$ ), затем в течение процесса расширения большей частью наблюдается переход теплоты от стенок цилиндра к газу. Поэтому на энтропийной диаграмме, приведенной на фиг. 20, линия расширения  $A_3 A_4$  имеет вид прямой, направленной вниз и отклоняющейся вправо. Площадь, лежащая под  $A_1 A_3 E_4$ , дает величину полученной обратной работы расширения  $AL_e$  на 1 кг газа; работа эта уже не равна работе сжатия  $AL_c$ .

Но количества газа, работающие при сжатии и при расширении—различны. Работа  $G_r \cdot L_e$  производится остатком газа во вредном пространстве с весом  $G_r$ , работа же  $(G_n + G_r) \cdot L_c$  потребляется суммой полезного веса  $G_n$  и веса остатка  $G_r$ . Если обозначим через  $A$  величину полной работы, отнесенной к 1 кг полезного веса, то

$$ALG_n = AL_c (G_n + G_r) - AL_e G_r.$$

Принимая во внимание, что вес полезного подаваемого объема

$$G_n = \frac{\lambda_0 V_h}{v_1}$$

и что вес остатка газа, заключенного во вредном пространстве,

$$G_r = \frac{\varepsilon_0 V_h}{v_3}$$

( $V_h$ —объем, описываемый поршнем),—получаем

$$AL = AL_c + \frac{\varepsilon_0 v_1}{v_3 \lambda_0} (AL_c - AL_e) \dots \dots \dots (7).$$

Если кривые сжатия и расширения имеют одинаковый вид (обе кривые являются адиабатами), то второй член правой части ур. (7) обращается в нуль, и величина всей потребной работы равняется работе сжатия на 1 кг полезного веса; другими словами, вредное пространство не оказывает влияния на количество потребной мощности. Но второй член правой части ур. (7) может принимать положительные или отрицательные значения в зависимости от того, больше ли или меньше работа сжатия в сравнении с работой расширения. Если во время расширения происходит сильное подогревание газа, то упомянутый второй член ур. (7) становится отрицательным, что благоприятно отражается на величине потребной работы. Тем не менее величина выигрыша в работе всегда лежит в умеренных пределах, т. к. в ур. (7) разница работ умножается на малую величину  $\varepsilon_0$ .



Таким образом мы пришли к тому важному заключению, что в противоположность паровой машине вредное пространство не оказывает здесь значительного влияния на работу. Влияние вредного пространства сказывается только в уменьшении подаваемого количества газа, т. е. в увеличении основных размеров компрессора. При малых быстроходных машинах и это обстоятельство не имеет большого значения.

Если газ, оставшийся во вредном пространстве, имеет в конце расширения более высокую температуру, чем всасываемый газ, то при происходящем смешении обоих количеств газа получается средняя температура

$$t_m = \frac{G_n t_0 + G_r t_1}{G_n + G_r} \dots \dots \dots (8)$$

Поэтому внутри цилиндра температура выше, чем во всасывающей трубе; температура эта может претерпеть дальнейшее повышение, благодаря получению газом

теплоты от стенок во время всасывания, вследствие чего температура  $t_1$  в начале сжатия становится еще выше, чем  $t_m$ . В силу этого лишь в редких случаях является правильным считать внешнюю температуру  $t_0$  начальной температурой сжатия.

Если во всасывающий трубопровод включены фильтры и другие детали, создающие сопротивление,



Фиг. 22.

то в цилиндре устанавливается разрежение, и линия всасывания на диаграмме  $p-v$  лежит ниже атмосферной линии (фиг. 22).

Если в этом случае компрессор всасывает воздух снаружи, то количество воздуха, в действительности поступающее в цилиндр, соответствует лишь отрезку  $s_1$  атмосферной линии, заключенному между кривыми сжатия и расширения; поэтому сопротивления во всасывающем трубопроводе уменьшают объемный к. п. д.; при расчете воздушных компрессоров необходимо всегда принимать во внимание это обстоятельство.

Длинные всасывающие трубопроводы, несмотря на неизбежное трение газа о стенки, могут оказывать на величину подачи благоприятное влияние особенно в машинах с большой скоростью поршня. В течение первой части хода поршня масса газа во всасывающем трубопроводе должна получать ускорение; разрежение в цилиндре вследствие этого увеличивается (фиг. 23); впродолжение второй части периода всасывания кинетическая энергия газа, движение которого замедляется, частично переходит в энергию давления, благодаря чему линия всасывания на диаграмме в конце хода поршня поднимается выше атмосферной линии. При таких условиях к началу обратного хода, т. е. к началу периода сжатия, как такового, цилиндр содержит в себе большее весовое количество газа, чем в случае



меньших давлений. Явление это можно рассматривать, как динамическое предварительное сжатие газа во время всасывания, влекущее за собой увеличение количества подаваемого газа. Оказываемое при этом благоприятное влияние на объемный к. п. д. можно видеть из диаграммы, для чего следует продолжить линию сжатия до пересечения ее с атмосферной линией (фиг. 23). Отрезок прямой  $s_1$  стал больше и  $\lambda_0$  может даже превзойти единицу ( $s_1 > s$ ).

В машинах с умеренным числом оборотов в длинных трубах происходят периодические колебания давления, отражающиеся на форме линии всасывания.

Для однообразного суждения о достоинствах воздушных компрессоров рекомендуется при приемочных испытаниях длинные всасывающие трубопроводы выключать.

**25. Пример.** На основании данных, приведенных в примере 24, определить влияние, оказываемое вредным пространством при  $\varepsilon_0 = 5\%$  на величины всасываемого объема и потребной мощности.

Показанная на фиг. 20 политропа  $A_3 A_4$  вычерчена в предположении, что газ, имея в начале периода выталкивания температуру в  $190^\circ$ , охлаждается к концу процесса выталкивания до  $150^\circ$ , в конце же процесса расширения ( $A_4$ ) имеет температуру в  $60^\circ$ . Проведем через точку  $A_4$  линию  $v$ , которая пересечется в точке  $B_3$  с горизонталью, проходящей через точку  $A_3$ .



Фиг. 23.

Тогда показатель политропы определится из соотношения

$$m = \frac{A_3 E_3}{A_3 B_3} = 1,18.$$

В точке  $A_3$   $t_3 = 150^\circ$  (423 абс.) и  $v_3 = \frac{29,3 \cdot 423}{50000} = 0,248$  куб. м/кг.

В точке  $A_4$   $t_4 = 60^\circ$  (333 абс.) и  $v_4 = \frac{29,3 \cdot 333}{10000} = 0,974$  куб. м/кг.

Объемный к. п. д.

$$\lambda_0 = 1 - 0,05 \left( \frac{0,974}{0,248} - 1 \right) = 0,853.$$

Из фиг. 20 можно получить отсчетом, что работа сжатия  $AL_e = 26,2 + 0,0344 \frac{293 + 401}{2} = 38,2$  кал./кг;

работа расширения  $AL_e = 22,0 + 0,0528 \frac{423 + 333}{2} = 42,0$  кал./кг;

разность  $AL_e - AL_e = 3,8$  кал./кг;

полная работа  $AL = 38,2 - \frac{0,05 \cdot 0,86 \cdot 3,8}{0,248 \cdot 0,853} = 37,43$  кал./кг;



Расширение газа, заключенного во вредном пространстве, даю, при условиях нашего примера, экономию работы в 2%. Для определения температуры смеси находим сначала значение отношения

$$\frac{G_r}{G_n} = \frac{\varepsilon_0 v_1}{\lambda_0 v_2} = \frac{0,05 \cdot 0,86}{0,85 \cdot 0,248} = 0,204.$$

При внешней температуре, равной 12°,

$$t_m = \frac{t_0 + \frac{G_r}{G_n} t_1}{1 + \frac{G_r}{G_n}} = \frac{12 + 0,204 \cdot 60}{1,204} = 20,3^\circ.$$

Таким образом, температура газа в начале сжатия значительно выше температуры во всасывающем трубопроводе.

Если бы расширение происходило адиабатически, то  $v_3 = 0,272$  и  $v_4 = 0,86$ ; в связи с этим значение  $\lambda_0$  повысилось бы до 0,892, но величина работы осталась бы без изменения.

### 30. Коэффициент подачи.

Получаемый из индикаторной диаграммы индикаторный всасываемый объем дает только приблизительную величину для всасываемого объема; большей частью подаваемый в действительности объем имеет меньшую величину, и лишь в безукоризненно исполненных машинах приближается к величине индикаторного всасываемого объема. Если, например, поршень недостаточно плотен, то сжатый воздух вытекает из цилиндра во время процесса выталкивания, и подача в нагнетательную трубу уменьшается. На индикаторной же диаграмме этот недостаток в работе отражается совсем в обратном смысле: неплотность вызывает более резкое падение линии расширения и, следовательно, кажущееся увеличение объемного к. п. д. Такое же влияние на индикаторную диаграмму оказывают и другие недостатки работающей машины, а именно: неплотности распределительных органов и соединений трубопровода.

Для суждения о величине подачи компрессора важно знать вес  $G_n$  действительно подаваемого в единицу времени газа. Этот полезный вес протекающего по нагнетательному трубопроводу газа должен быть определен непосредственным измерением помощью метода наполнения или путем применения насадки. Для производства исследования во время нормальной работы компрессора можно включить в нагнетательный трубопровод дроссельную шайбу, прокалиброванную перед испытанием.

Большую часть, вместо полезного веса, указывается соответствующий ему объем  $V_n$ , отнесенный к условиям всасывания. Для определения  $V_n$  следует предварительно определить по давлению и температуре удельный объем  $v_0$  во всасывающем патрубке и затем воспользоваться соотношением:

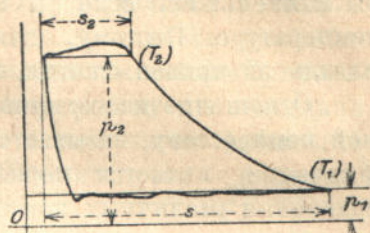
$$V_n = G_n \cdot v_0.$$



Для сравнения полезного всасываемого объема  $V_n$  с объемом  $V_{h_1}$  всасываемым поршнем, вводим коэффициент  $\lambda = \frac{V_n}{V_h}$ , называемый коэффициентом (степенью) подачи компрессора. Из предыдущего видно, что обычно  $\lambda$  меньше, чем объемный к. п. д.  $\lambda_0$  и в лучшем случае к нему приближается.

При длительной эксплуатации машины  $\lambda$  может стать значительно меньше, чем  $\lambda_0$ .

В согласии с вышесказанным коэффициент подачи точнее всего определяется путем измерения веса подаваемого газа помощью насадок. Приближенный метод определения  $\lambda$  основывается на пользовании индикаторной диаграммой, на которую наносится отсчитанное по манометру давление  $p_2$ . Вес подаваемого газа пропорционален отрезку  $s_2$  линии  $p_2$  (фиг. 24). Поэтому подаваемое за один ход количество



Фиг. 24.

$$G_n = \frac{F s_2}{v_3},$$

в этом выражении через  $F$  обозначена полезная площадь поршня и через  $v_3$  — удельный объем в пространстве под нагнетательным клапаном, соответствующий давлению  $p_2$  и температуре  $T_3$ . Соответствующий всасываемый объем

$$V_n = G_n v_0 = \frac{F s_2 v_0}{v_3},$$

поэтому

$$\lambda = \frac{V_n}{F s} = \frac{s_2}{s} \frac{v_0}{v_3} = \frac{s_2}{s} \frac{T_0 p_2}{T_3 p_0}; \dots \dots \dots (9)$$

в ур. (9) через  $T_0$  и  $p_0$  обозначены температура и давление во всасывающем штуцере.

Этот метод определения  $\lambda$  обладает недостатками, аналогичными указанным при описании метода определения подаваемого количества воздуха по длине  $s_1$  линии всасывания. При неплотности нагнетательного клапана газ течет обратно в цилиндр, между тем как отрезок  $s_2$  на диаграмме не становится короче;  $s_2$  может даже увеличиться, т. к. линия сжатия перемещается вправо. Кроме того, температура во время выталкивания не остается совершенно постоянной, а падает от начала до конца выталкивания, так что  $t_3 < t_2$ . Но так как измеряется только температура  $t_3$  и ее значение подставляется в ур. (9), то для  $\lambda$  получаются несколько преувеличенные значения.

Линия выталкиваний индикаторной диаграммы часто указывает на существование колебаний газа. Происходит это из-за ударного открывания нагнетательного клапана, что наблюдается при относительно больших скоростях поршня. Этих колебаний можно избежать путем дросселирования потока газа, т.-е. путем уменьшения под'ема клапана. При этом, однако, возрастает рабочая площадь, т. к. правильно идущая линия выталкивания располагается значительно выше линии рабочего давления.



### 31. К. п. д. превращения энергии.

Пусть определенный объем газа  $V_1$  с начальным давлением  $p_1$  приводится к конечному давлению  $p_2$ ; потребная на это работа была бы наименьшей, если бы сжатие происходило при неизменяющейся температуре. Поэтому, для всех компрессоров изотерма является идеальной кривой сжатия, к которой и нужно стремиться.

Отношение изотермической работы сжатия к энергии, сообщаемой компрессору, называется изотермическим к. п. д.  $\eta_{is}$ . Коэффициент  $\eta_{is}$  является мерилем совершенства сжатия и служит для сравнения различных компрессоров между собой.

Механическим к. п. д. поршневого компрессора называется отношение мощности, определяемой по индикаторной диаграмме (индикаторной мощности), к мощности, сообщаемой компрессору; коэффициент этот указывает величину мощности, теряемой на трение.

Если компрессор приводится в действие электромотором, то работа, сообщенная компрессору, легко может быть разделена путем отсчета на распределительной доске, если известен к. п. д. мотора.

При поршневых компрессорах, непосредственно соединенных с паровыми или газовыми машинами, могут быть проиндицированы как машина-двигатель, так и компрессор. Отношение обеих индикаторных мощностей носит название механического к. п. д. всей установки; этот коэффициент служит мерилем относительной величины работы трения подвижных частей двигателя и компрессора.

Индикаторная мощность поршневого компрессора так же, как у паровых машин, определяется из многочисленных диаграмм, снятых во время работы машины с каждой стороны цилиндра; из этих диаграмм помощью планиметра находится величина  $p_i$  среднего индикаторного давления. Если обозначить через  $F$  полезную площадь поршня (т. е. площадь поршня минус площадь поперечного сечения поршневого штока), то индикаторная мощность, отнесенная к одной стороне цилиндра, определяется формулой

$$N_1 = \frac{F \cdot S \cdot n \cdot p_i}{60 \cdot 75} \dots \dots \dots (10)$$

Рекомендуется вычисления по форм. (10) производить отдельно для каждого цилиндра и для каждой стороны цилиндра, и затем полученные величины складывать.

Для суждения о работе компрессора, соединенного с паровым двигателем, часто указывается вес пара, расходуемого на сжатие 1 куб. м газа до конечного давления.

Изотермический к. п. д. всей установки доставляет единственно удобно приложимые данные для суждения о работе машинных установок и может служить для их сравнения в предположении, что подаваемое количество газа было определено непосредственным измерением. Изотермический к. п. д. установки



равен отношению изотермической работы сжатия к заключенной в паре энергии, которая могла бы быть отдана при отсутствии в машине всяких потерь.

Поэтому, если по начальному и конечному состояниям пара (состояниям соответственно во впускной и выхлопной трубе), пользуясь энтропийной диаграммой для водяных паров (диаграмма Стодола или Моллье), определим, в предположении адиабатичности расширения, теоретический перепад теплоты, то вместе с тем найдем и теоретический расход пара на 1 силочас. По полученному на основании измерений действительному расходу пара можем затем вычислить энергию пара, следовательно, узнать знаменатель дроби, определяющей собою изотермический к. п. д.

**26. Пример.** Компаунд-компрессор фирмы Pokorny & Wittekind, предназначенный для установки на руднике „Friedrich Ernestine“<sup>1)</sup>, был испытан Обществом по Котлонадзору Дортмундского Горного Округа. Паровая машина расходовала в час 5.163,8 кг насыщенного пара с давлением при впуске в 10,4 абс. атм. и с противодавлением в 1,1 атм. Поэтому теплосодержание при впуске составляло 667 кал. и при выхлопе—576 кал.; теоретический перепад тепла при адиабатическом расширении равен

$$H_0 = 667 - 576 = 91 \text{ кал.}$$

(согласно энтропийной диаграмме Стодола). Теоретический расход пара на 1 силочас

$$D_0 = \frac{75 \cdot 60 \cdot 60}{427 \cdot H_0} = \frac{632}{H_0} = 6,95 \text{ кг;}$$

поэтому заключенная в паре

$$N = \frac{5163,8}{6,95} = 743 \text{ л. с.}$$

Компрессор сжимает с 1,01 атм. до 7 абс. атм. 1,6922 куб. м/сек. воздуха (это количество было определено из индикаторной диаграммы). Поэтому, изотермическая работа сжатия

$$N_{is} = 1,6922 \frac{10100}{75} \ln \frac{7}{1,01} = 441,2 \text{ л. с.};$$

следовательно, изотермический к. п. д. всей установки

$$\eta_{is} = \frac{441,2}{743} = 0,593.$$

## 32. Определение основных размеров.

При проектировании поршневого компрессора, кроме отношения давлений, задается еще величина  $V_n$  полезного объема, всасываемого в единицу времени, например, в одну минуту. Определение размеров

<sup>1)</sup> См. Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1909 г., стр. 1758.



цилиндра, т.е. его диаметра  $D$  и хода  $S$ , производится так же, как и для поршневых водяных насосов, по уравнению

$$V_n = i F S n \lambda \dots \dots \dots (11)$$

В этой формуле

$i = 1$  для компрессоров простого действия,

$i = 2$  для компрессоров двойного действия.

При расчете необходимо прежде всего задаться величиной коэффициента подачи; при этом следует исходить из величины  $\lambda_0$  объемного к. п. д., который, в свою очередь, зависит от величины вредного пространства и от отношения давлений. Для надежности величину  $\lambda$  всегда следует выбирать меньшей, чем  $\lambda_0$ , с тем, чтобы учесть влияние неплотностей, избежать которых почти невозможно. Влияние этих неплотностей увеличивается вместе с возрастанием отношения давлений.

Число оборотов  $n$  может быть взято любым в широких пределах; для крупных машин средняя скорость поршня

$$c_m = \frac{S n}{30} \dots \dots \dots (12)$$

не должна превосходить некоторых допустимых величин, заключающихся в тех же пределах, как и для паровых машин; в больших воздуходушках в настоящее время  $c_m$  превышает 4 м/сек.

После выбора  $c_m$  определяется из ур. (11) величина полезной площади поршня  $F$ , а, следовательно, и внутренний диаметр  $D$  цилиндра. Если шток поршня проходит через соответствующее пространство цилиндра, то полная площадь поршня должна быть взята несколько большей (приблизительно на 3%), чем только что вычисленная. Наконец, нужно иметь в виду, что  $\frac{S}{D} \leq 2$ .

Ранее произведенные вычисления показывают, что величина потребной мощности может быть определена без знания размеров цилиндра. Для этого всего предпочтительнее пользоваться энтропийной диаграммой, из которой можно получить  $AL$  — тепловой эквивалент работы сжатия, отнесенной к 1 кг газа. Зная  $AL$ , можно вычислить величину среднего индикаторного давления  $p_i$  диаграммы  $p_v$ , не прибегая к вычерчиванию самой диаграммы.

Если через  $G$  обозначим вес подаваемого в час газа, то воспринимаемая поршнем работа

$$N_i = \frac{(AL) \cdot 427 G}{3600 \cdot 75}$$

Для машины двойного действия со средним индикаторным давлением  $p_i$

$$N_i = \frac{F S n p_i}{30 \cdot 75}$$



Принимая во внимание, что

$$G = \frac{\lambda V_h \cdot 60}{v_1} = \frac{\lambda}{v_1} 2 \cdot 60 F S n,$$

получаем

$$p_i = \frac{\lambda (AL) 427}{v_1} \dots \dots \dots (13)$$

Это уравнение показывает, что среднее индикаторное давление можно себе представить, как работу, отнесенную к действительно всасываемому 1 куб. м газа.

Малые компрессоры часто выполняются быстроходными; их возвратно-движущиеся части имеют относительно большой вес  $G_0$ , особенно при наличии ступенчатых поршней. В этом случае нужно обращать внимание на величину инерционного давления масс, наибольшее значение которого не должно превосходить величину противодействия газа.

Инерционное давление на единицу площади поршня определяется из формулы

$$q = \omega^2 r \left( \cos \alpha \mp \frac{r}{l} \cos 2\alpha \right) \frac{G_0}{Fg} \dots \dots \dots (14)$$

где  $\frac{r}{l}$  представляет собой отношение радиуса кривошипа к длине шатуна (большой частью  $\frac{r}{l} \cong \frac{1}{5}$ ). Знак плюс в форм. (14) относится к ходу поршня вперед (всасывание), знак минус — к ходу поршня назад (сжатие). Принимая, для краткости,

$$\frac{G_0}{Fg} \omega^2 r = \left( \frac{\pi}{30} \right)^2 \frac{S n^2 G_0}{2 F g} = q_0,$$

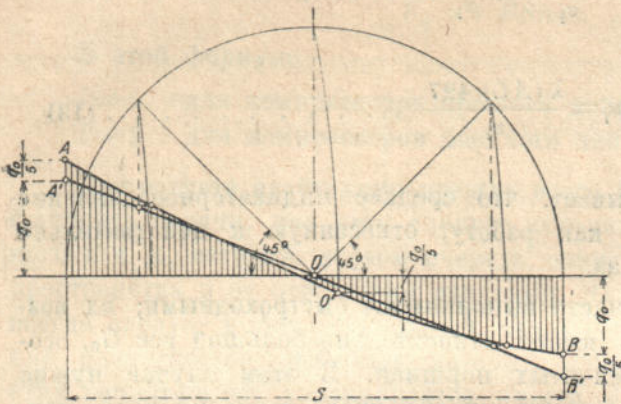
получаем из ур. (14) для хода поршня назад следующие значения  $q$ :

$\alpha =$	$0^\circ$	$45^\circ$	$90^\circ$	$135^\circ$	$180^\circ$
$\left( \frac{r}{l} = 0 \right)$	$q_0$	$q_0 \cos 45^\circ$	0	$-q_0 \cos 45^\circ$	$-q_0$
	$q_0 - \frac{r}{l} q_0$	$q_0 \cos 45^\circ$	$+\frac{r}{l} q_0$	$-q_0 \cos 45^\circ$	$-\left( q_0 + \frac{r}{l} q_0 \right)$

Если считать шатун бесконечно длинным, то инерционные давления будут изменяться по прямой  $A'OB'$  (фиг. 25); если же принять во внимание истинные значения отношения  $\frac{r}{l}$ , то прямая  $A'O'B'$  заменится кривой  $AO'B$ . Наибольшая величина давления является замедляющей и имеет место, когда поршень в конце периода выталкивания



приходит во внутреннее мертвое положение. Из ур. (14) видим, что выражение  $Sn^2$  не должно превосходить некоторого наибольшего значения, с тем, чтобы возвратно-движущиеся массы не могли оказывать



Фиг. 25.

неблагоприятного влияния на ход машины. Отношение  $\frac{S}{D}$  при быстродходных машинах должно быть достаточно малым, в виду чего машина выпользуется с коротким ходом.

**27. Пример.** Рассчитать основные размеры одноступенчатой поршневой воздушудвки двойного действия, всасывающей

1200 куб. м/мин. воздуха и сжимающей его до 1,6 абс. атм.

Примем вредное пространство равным 6% и допустим, что воздух вредного пространства, благодаря подводу теплоты через внешнюю поверхность большого размера, расширяется изотермически; тогда по ур. (6), после подстановки, вместо отношения удельных объемов, соответствующего отношения давлений, получим объемный к. п. д.

$$\lambda_0 = 1 - 0,06 (1,6 - 1) = 0,964.$$

В соответствии с этим значением  $\lambda_0$  примем для надежности коэффициент подачи

$$\lambda = 0,92.$$

Объем, описанный поршнем в течение одной секунды,

$$V_h = \frac{FSn}{30} = \frac{1200}{60 \cdot 0,92} = 21,8 \text{ куб. м/сек.}$$

Т. к. требуемая величина подачи велика, то примем среднюю скорость поршня

$$c_m = 4,0 \text{ м/сек.}$$

и число оборотов:

$$n = 100.$$

Тогда ход

$$S = \frac{30,4}{100} = 1,2 \text{ м}$$

и площадь поршня

$$F = \frac{V_h}{c_m} = \frac{21,8}{4,0} = 5,45 \text{ кв. м.}$$

Выполненный диаметр цилиндра равен 2640 мм, следовательно, удовлетворяет вычисленному значению площади.



При определении индикаторной работы можно принять, что сжатие происходит адиабатически; в этом предположении

начальное состояние . . .  $p_1 = 1,0$  атм,  $t_1 = 15^\circ$  Ц,  $v_1 = 0,85$  куб. м/кг  
 конечное состояние . . .  $p_2 = 1,6$  атм,  $t_2' = 57^\circ$  Ц,  $v_2 = 0,6$  куб. м/кг  
 работа . . . . .  $AL_{ad} = 0,239 (57 - 15) = 10,0$  кал./кг.

$$\text{вес подаваемого воздуха } G = \frac{V_n}{v_1} = \frac{1200}{60 \cdot 0,85} = 23,6 \text{ кг/сек.}$$

$$\begin{aligned} \text{потребная индикаторная мощность } N_{ad} &= \frac{(AL_{ad}) 427 G}{75} = \\ &= \frac{10 \cdot 427 \cdot 23,6}{75} = 1350 \text{ л. с.} \end{aligned}$$

Средне индикаторное давление получается по  $AL_{ad}$  из ур. (13), не прибегая к помощи диаграммы  $pv$ , а именно:

$$p_i = \frac{(AL_{ad}) 427 \cdot \lambda}{v_1} = \frac{10 \cdot 427 \cdot 0,92}{0,85} = 4640 \text{ кг/кв. м (0,464 атм.);}$$

по  $p_i$  можем снова найти, что потребная мощность

$$N_{ad} = \frac{FSnp_i}{30 \cdot 75} = \frac{5,45 \cdot 1,2 \cdot 100 \cdot 4640}{30 \cdot 75} = 1350 \text{ л. с.}$$

**28. Пример.** Исследование на испытательной станции одноступенчатого компрессора.

Для компрессора простого действия получены измерением следующие данные:

Диаметр цилиндра  $D = 360$  мм, полезн. площадь  $F = 0,102$  кв. м,  
 ход . . . . .  $S = 400$  мм, вредн. пространство . . .  $\epsilon_0 = 3,7\%$ ,  
 среднее число оборотов  $n = 140$  мм,

объем, описываемый поршнем  $V_h = 5,7$  куб. м/мин.,

состояние во всасывающем патрубке  $p_1 = 1,02$  атм.,  $t_0 = 18^\circ$  Ц,

$$v_0 = 0,835 \text{ куб. м/кг,}$$

состояние в нагнетательном патрубке  $p_2 = 7,0$  атм.,  $t_3 = 193^\circ$  Ц,

$$v_3 = 0,195 \text{ куб. м/кг,}$$

полезный всасываемый объем (определен измерением)  $V_n = 4,3$  куб. м/мин.,

вес подаваемого полезного объема  $G_n = \frac{4,3}{0,835} = 5,15$  кг/мин.,

вес воздуха, заключенного во вредном пространстве,  $G_r = \frac{0,037 \cdot 5,7}{0,195} =$

$$= 1,081 \text{ кг/мин.,}$$

коэффициент подачи (определен измерением)  $\lambda = \frac{4,3}{5,7} = 0,755$ .

Из индикаторной диаграммы найдено, что средний показатель политропы сжатия равен 1,275, а политропы расширения = 1,1. По



$p_2$  и  $t_2$  определяется начальная точка  $A_2$  линии расширения (фиг. 26), которая может быть нанесена на энтропийной диаграмме в виде прямой  $A_3 A_4$ .

В конечной точке  $A_4$

$$t_4 = 115^\circ \text{ Ц}$$

$$v_4 = 1,14 \text{ куб. м/кг.}$$

$$\text{Объемный к. п. д. . . . } \lambda_0 = 1 - 0,037 \left( \frac{1,14}{0,195} - 1 \right) = 0,821,$$

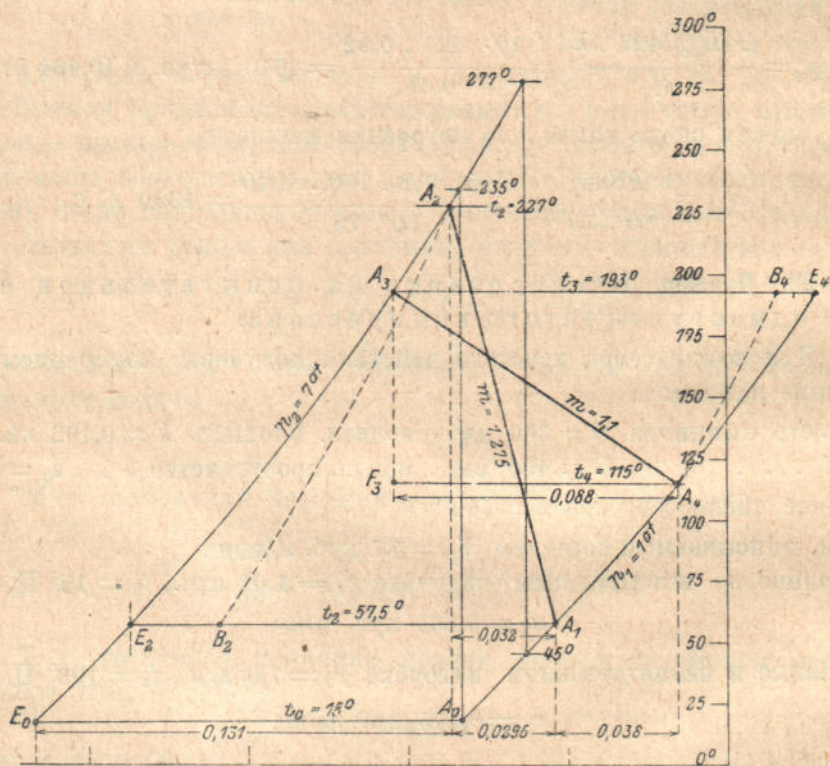
объем воздуха вредного пространства

в конце расширения  $G_r$ .  $v_4 = 1,081 \cdot 1,14 = 1,23 \text{ куб. м/мин.}$ ,

объем цилиндра

в конце хода . . . .  $(1 + \varepsilon_0) V_h = 1,037 \cdot 5,7 = 5,91 \text{ куб. м/мин.}$ ,

объем всасываемого воздуха . . . .  $5,91 - 1,23 = 4,68 \text{ куб. м/мин.}$



Фиг. 26.

Но так как полученная измерением величина всасываемого объема составляет только 4,3 куб. м/мин., то в цилиндре должно было произойти увеличение объема при постоянном давлении до 4,68 куб. м/мин.; происходит это, благодаря получению теплоты во время всасывания, в силу чего температура повышается до величины:

$$T' = (273 + 18) \frac{4,68}{4,3} = 318,$$

$$t' = 45^\circ \text{ Ц.}$$



Дальнейшее повышение температуры наблюдается вследствие смещения полезного количества воздуха  $G_n$  с остатком воздуха  $G_r$  во вредном пространстве; соответствующая температура

$$t_1 = \frac{G_n t'_1 + G_r t_4}{G_n + G_r} = \frac{5,15 \cdot 45 + 1,081 \cdot 115}{6,231} = 57,5^\circ \text{ Ц.}$$

Таким образом, повышение температуры во время всасывания при рассматриваемом испытании было довольно значительно, чем и объясняется малая величина подачи.

Величинами  $p_1$  и  $t_1$  вполне определяется начальная точка  $A_1$  сжатия, в виду чего политропа  $A_1 A_2$  с показателем  $m = 1,275$  может быть нанесена на диаграмму. В конечной точке  $A_2$  политропы получается температура

$$t_2 = 227^\circ \text{ Ц,}$$

при чем во время выталкивания воздух в цилиндре охлаждается с  $227^\circ$  до  $193^\circ$ .

Теперь определим величину работы.

Работа сжатия  $AL_c = 0,242 (227 - 57,5) + 0,032 \cdot 415,2 = 54,3$  кал./кг;  
 работа расширения  $AL_e = 0,242 (193 - 115) + 0,088 \cdot 427 = 56,5$  кал./кг.  
 Поэтому работа

$$AL = \frac{(G_n + G_r) AL_c - G_r AL_e}{G_n} = \frac{6,231 \cdot 54,3 - 1,081 \cdot 56,5}{5,15} = 54 \text{ кал./кг.}$$

Благодаря влиянию вредного пространства, величина потребной работы даже несколько ( $\infty 0,5\%$ ) уменьшилась.

Величина потребной мощности составляет

$$N = \frac{54 \cdot 427 \cdot 5,15}{60 \cdot 75} = 26,6 \text{ л. с.}$$

При изотермическом сжатии ( $A_0 E_0$ )

$$AL_{is} = 0,131 \cdot 291 = 38,1 \text{ кал./кг.}$$

Поэтому изотермический к. п. д.

$$\eta_{is} = \frac{38,1}{54} = 0,705,$$

при чем механические потери машины еще не учтены.

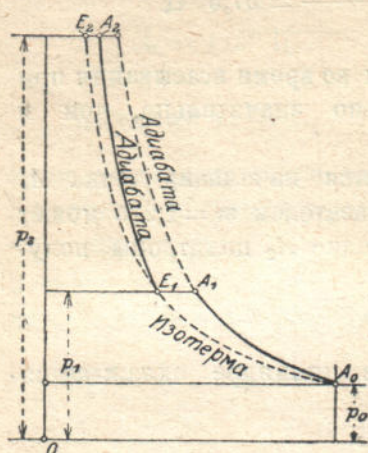
### 33. Многоступенчатые компрессоры.

Если бы значительное увеличение давления производилось в одном цилиндре, то в конце процесса сжатия температура получилась бы недопустимо высокой, т. к. процесс сжатия, несмотря на охлаждение цилиндра, протекал бы по закону, близкому к адиабатическому. При газах, обладающих высокой температурой, затрудняется смазывание поршня, и появляются помехи в работе; кроме того, потребная работа велика, и влияние вредного пространства возрастает.



Все эти затруднения могут быть заметно уменьшены, если выполнять компрессор в виде двух- или многоступенчатого.

Газ, сжатый в первом цилиндре до давления, равного лишь некоторой части конечного давления, выталкивается в резервуар, в котором происходит, по возможности, полное его охлаждение; поэтому при сжатии газа во втором цилиндре до требуемого окончательного давления температура газа не поднимается выше температуры в первом цилиндре. При трех- и четырехступенчатых компрессорах происходит повторение описанного явления.

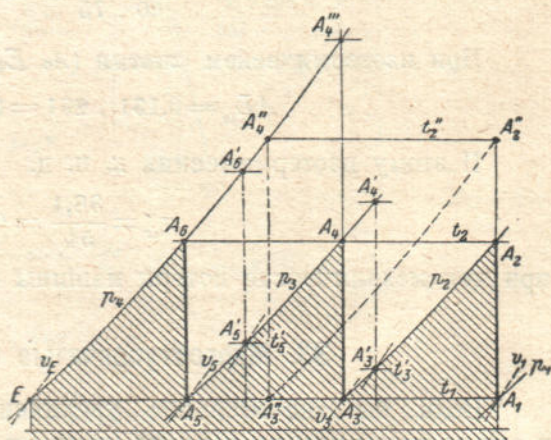


Фиг. 27.

На фиг. 27 представлена диаграмма  $pv$  для такого рода сжатия в двухступенчатом компрессоре; при вычерчивании диаграммы вредные пространства и потери давления не были приняты во внимание. В цилиндре низкого давления газ получает первое сжатие от  $p_0$  до  $p_1$  ( $A_0 A_1$ ); затем в промежуточном холодильнике происходит при постоянном давлении охлаждение газа до начальной температуры  $t_0$ , вследствие чего начальная точка  $E_1$  для следующей ступени сжатия лежит на изотерме, проходящей через точку  $A_0$ . В цилиндре высокого давления газ достигает требуемого конечного давления  $p_2$  ( $E_1 A_2$ ).

Процесс этот всего удобнее может быть представлен с помощью энтропийной диаграммы. Если путем промежуточного охлаждения возможно при процессе, изображенном на фиг. 28, понижать температуру после каждого отдельного сжатия до начальной температуры, то начальные точки  $A_1, A_3, A_5$  линий сжатия будут лежать на одной и той же линии равной температуры. Подразделение давления на части, вообще говоря, может быть произведено любым образом, при чем заданной является только полная величина изменения энтропии между  $A_1$  и  $E$ , полученная по начальному и конечному давлениям. Целесообразно под-

разделять давления на ступени таким образом, чтобы температуры в конечных точках  $A_2, A_4, A_6$  адиабат были одинаковы; при этом условии повышение температуры в каждом цилиндре было бы одно и то же.



Фиг. 28.



При соблюдении этого условия линии  $p$  промежуточных ступеней разбивают полное изменение энтропии на равные части. Поэтому для получения линий сжатия  $A_2 A_3$ ,  $A_4 A_5$  и  $A_6 A_7$  при трехступенчатом компрессоре необходимо разделить отрезок прямой  $A_1 E$  на три равные части ( $A_1 A_2 = A_3 A_4 = A_5 A_6$ ). Конечные точки линий сжатия лежат на одной и той же изотерме  $t_1$ , и найденные конечные давления  $p_2$  и  $p_3$  могут быть непосредственно прочитаны на диаграмме.

При равных между собой изменениях энтропии для отдельных ступеней, согласно ур. (36) части I, имеем для отношений давлений

$$x = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_3}, \dots \dots \dots (15)$$

откуда следует, что

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_4}{p_1}} \dots \dots \dots (16)$$

Согласно принятых нами предположений, начальные точки отдельных ступеней лежат на одной и той же изотерме; поэтому

$$x = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_3}{v_4}.$$

Весь процесс протекает по зигзагообразной линии  $A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6 E$ ; площадь, лежащая под этой линией, представляет собой величину потребной работы. Если сжатие во всех цилиндрах происходит по одному и тому же закону, между одними и теми же крайними температурами, то потребная работа одинакова для всех ступеней. В силу этого для трехступенчатого компрессора требуется при одинаковом адиабатическом сжатии работа:

$$AL_{ad} = 3c_p (t_2 - t_1) = 3 (i_2 - i_1) \dots \dots \dots (17)$$

В первом промежуточном холодильнике должна быть отведена теплота, соответствующая площади полосы, лежащей под  $A_2 A_3$ ; второй холодильник отводит такое же количество теплоты (площадь, лежащая под  $A_4 A_5$ ); теплота, образовавшаяся в третьей ступени (площадь, лежащая под  $A_6 E$ ), уносится газом в нагнетательный резервуар, в котором газ может постепенно охладиться до начальной температуры, в случае, если не будет применен к делу в неохлажденном виде.

При таком идеальном распределении границ температур и отношений давлений, количество потребной работы имеет наименьшую величину, а изотермический к. п. д. приобретает наибольшее значение, как это можно усмотреть из выражения для приращения энтропии и доказать для адиабатической работы.

Вычисляя изотермический к. п. д. при соотношениях, представленных штриховкой на фиг. 28, получим для взятых для примера  $t_1 = 20$  и  $p_1 = 1$  атм. нижеприводимые цифры, соответствующие различным конечным давлениям:



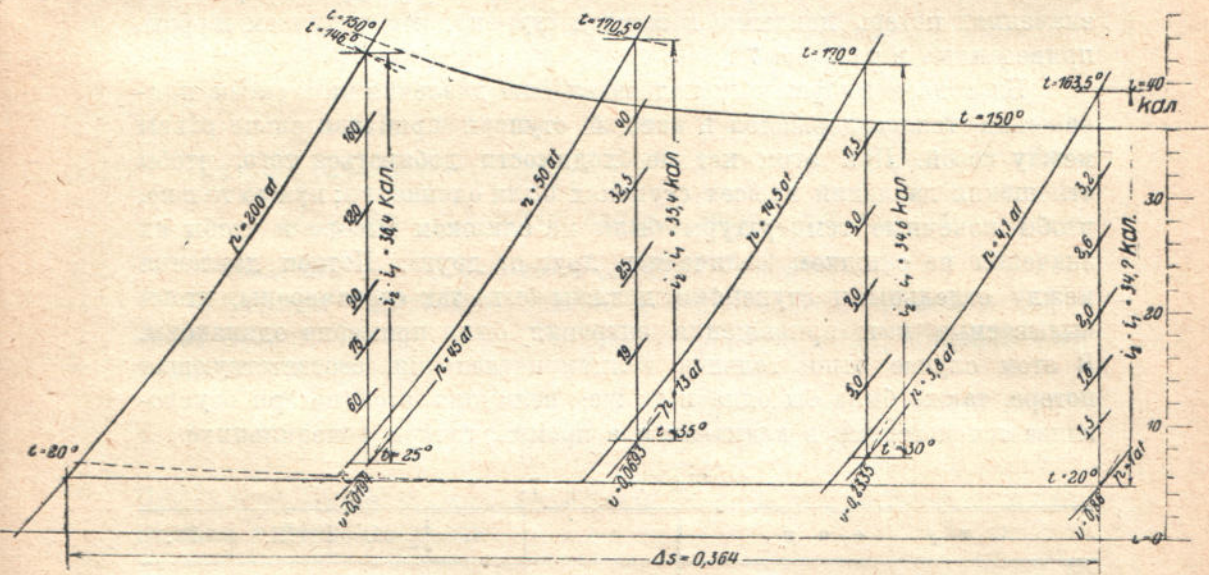




рой ступени, а линия  $v$ , проведенная через ту же точку  $A_3''$ , укажет значение соответствующего удельного объема, чем и определится отношение объемов цилиндров. При этом конечные точки  $A_2''$  и  $A_4''$  будут снова лежать на одной горизонтали.

Если второе промежуточное охлаждение выключено, то сжатие пойдет по  $A_4 A_4'''$ ; происходящее при этом увеличение работы представляется площадью  $A_4 A_4''' A_6 A_5$ .

Если второе промежуточное охлаждение выключено, то сжатие пойдет по  $A_4 A_4''''$ ; происходящее при этом увеличение работы представляется площадью  $A_4 A_4'''' A_6 A_5$ .



Фиг. 30.

Из вышесказанного видно, что графическое исследование процессов в компрессорах помощью энтропийной диаграммы имеет то особенное достоинство, что отличается наглядностью и легкой приспособляемостью, путем передвижения незначительного числа линий, к соответствующим специальным условиям. Эти преимущества такого метода исследования особенно ярко выступают при изучении многоступенчатых компрессоров, когда фактически почти весь расчет проводится на чертежной доске. В противоположность старому методу расчета, сопряженного с вычислением степеней, в графическом методе температуры всегда видны прямо и непосредственно, а потому легко следить за тем, чтобы температуры эти лежали в допустимых пределах.

Объемный к. п. д. одной ступени зависит от отношения давлений; в связи с этим при многоступенчатом компрессоре  $\lambda_0$  не может быть меньше, чем в одноступенчатом компрессоре с тем же вредным пространством и тем же отношением давлений.

На фиг. 29 показана адиабатическая кривая расширения при вредном пространстве в 3% и при отношении давлений  $\frac{P_2}{P_0} = 8$ . В одноступенчатом компрессоре объемный коэффициент полезного



действия равен 89,9%, в двухступенчатом, напротив, он повышается до 96,7%, в связи с тем, что отношение давлений в одной ступени уменьшилось до  $\sqrt{8} = 2,83$ . Конечная температура адиабаты в первом случае составляет 263° Ц, во втором—124° Ц.

**29. Пример.** Для получения сжатого воздуха с давлением в 200 атм. при подаче в 200 кг/час требуется построить четырехступенчатый компрессор.

На фиг. 31 показано применение графического метода расчета помощью диаграммы *JS*, при чем предположено, что сжатие происходит адиабатически. При выбранных начальных температурах и принятых значениях потерь давления в каждой ступени, мы получаем цифры, приведенные в таблице 7.

Благодаря выбранному подразделению давления на ступени, приращения теплосодержания в каждой ступени приблизительно равны между собой. При этом нет необходимости добиваться того, чтобы отношения давлений во всех ступенях были одинаковы; нужно только, чтобы конечные температуры были не слишком высоки и чтобы их значения не слишком отличались друг от друга. Потери давления между отдельными ступенями должны быть так соразмерены, чтобы вызываемые ими приращения энтропии были примерно одинаковы. В этом случае относительная величина давления, соответствующая потере, также была бы одна и та же; величина этой потери обуславливается потерями в клапанах и в промежуточном холодильнике.

Таблица 7.

С т у п е н и		I.	II.	III.	IV.
Начальные давления . . . . .	атм. абс.	1,0	3,8	13	45
Конечные давления . . . . .	"	4,1	14,5	50	200
Отношения давлений . . . . .	"	4,1	3,82	3,84	4,45
Начальные температуры . . . . .	° Ц.	20	30	35	25
Конечные температуры адиабат . . . . .	"	163,5	170	170,5	146
Теплосодержание в начале $i_1$ . . . . .	кал./кг	4,9	7,0	8,4	6,2
" в конце $i_2$ . . . . .	"	39,6	41,6	43,8	42,6
Приращение теплосодержания $i_2 - i_1$ . . . . .	"	34,7	34,6	35,4	36,4
Удельный объем в начале сжатия . . . . .	куб. м/кг	0,86	0,2335	0,0693	0,0194

Работа всех трех ступеней вместе:

$$AL = 34,7 + 34,6 + 35,4 + 36,4 = 141,1 \text{ кал./кг.}$$

Величина потребной мощности:

$$N_{ad} = \frac{GAL}{632} = \frac{200 \cdot 141,1}{632} = 44,6 \text{ л. с.}$$

При механическом к. п. д.  $\eta_m = 0,85$ , требуемая мощность двигателя

$$N_e = \frac{44,6}{0,85} = 52,5 \text{ л. с.}$$

При идеальном изотермическом сжатии следует исходить из горизонтальной прямой, проходящей через начальную и конечную точки давлений; при этом

$$AL_{is} = \Delta S \cdot T_1 = 0,364 \cdot 293 = 106,6 \text{ кал./кг}$$

$$N_{is} = \frac{106,6 \cdot 200}{632} = 33,7 \text{ л. с.}$$



К. п. д. в сравнении с адиабатой

$$\eta_{is} = \frac{32,7}{52,5} = 0,64.$$

Затем энтропийная диаграмма дает количества теплоты, которые должны отводиться промежуточными холодильниками. Величина этой теплоты для каждого холодильника равняется разности теплосодержания в конечной точке одной ступени и теплосодержания в начальной точке следующей ступени. Для нашего примера получаем:

I промежуточный холодильник

$$Q_k = 39,6 - 7 = 32,6 \text{ кал./кг, всего } 6\,520 \text{ кал./час}$$

II промежуточный холодильник

$$Q_k = 41,6 - 8,4 = 33,2 \text{ кал./кг, всего } 6\,640 \text{ кал./час}$$

III промежуточный холодильник

$$Q_k = 43,8 - 6,2 = 37,6 \text{ кал./кг, всего } 7\,520 \text{ кал./час.}$$

Определим теперь основные размеры компрессора.

Учитывая ожидаемые потери от неплотностей, примем коэффициент подачи  $\lambda = 0,9$ ; тогда для первой ступени об'ем, описываемый поршнем в одну минуту,

$$V_h = \frac{G v_1}{60 \lambda} = \frac{200 \cdot 0,86}{60 \cdot 0,9} = 3,19 \text{ куб. м/мин.}$$

При числе оборотов  $n = 150$  и ходе  $S = 200$  мм рабочая площадь поршня в первой ступени

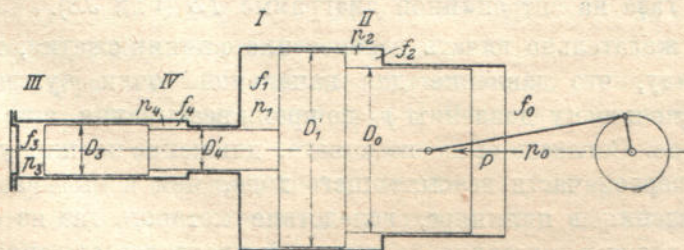
$$f_1 = \frac{3,19}{0,2 \cdot 150} 10\,000 = 1\,062 \text{ кв. см.}$$

При одном и том же коэффициенте подачи рабочие площади поршней относятся между собой, как удельные об'емы в начале каждого соответствующего процесса сжатия; поэтому

$$\text{для ступени II} \quad f_2 = \frac{0,2335}{0,86} 1\,062 = 288 \text{ кв. см}$$

$$\text{" " III} \quad f_3 = \frac{0,0693}{0,86} 1\,062 = 85,5 \text{ " "}$$

$$\text{" " IV} \quad f = \frac{0,0194}{0,86} 1\,062 = 24 \text{ " "}$$



Фиг. 31.



Если поршень компрессора имеет уступы, показанные на фиг. 31, то отдельные диаметры определяются так:

$$\begin{array}{ll}
 f_3 = 85,5 \text{ кв. см} & D_3 = 104,5 \text{ мм} \\
 f_3 - f_4 = 85,5 - 24 = 61,5 \text{ кв. см} & D_4' = 88,5 \text{ " } \\
 f_1 + f_4' = 1062 + 61,5 = 1123,5 \text{ " " } & D_1' = 379 \text{ " } \\
 f_1 - f_2 = 1123,5 - 288 = 835,5 \text{ " " } & D_0 = 327 \text{ " }
 \end{array}$$

### 34. Явления, в действительности происходящие в компрессорах, принимая во внимание побочные явления.

При исследовании компрессора, установленного в приспособленном к работе виде на испытательной станции, в его рабочем процессе обнаруживаются разнообразные отклонения от предположений, положенных в основу расчета.

Для выяснения явлений, происходящих внутри какой-либо поршневой машины, пользуются индикатором; одновременно с индцированием измеряется, помощью опытов над истечением газов, подача, наконец, отмечаются давления и температуры во всасывающем и нагнетательном патрубках.

Наилучшим средством для применения полученных таким путем данных и для точного изучения происходящих явлений служит перенесение данных индикаторной диаграммы на энтропийную. Для перенесения на диаграмму  $TS$  кривых расширения и сжатия диаграммы  $p v$  следует сначала измерить относящиеся к каждой точке абсциссы  $x$  и соответствующие им ординаты  $p$  (кг/кв. см); затем нужно, чтобы температура  $t_0$  в какой-нибудь одной точке ( $p_0, x_0$ ) либо была известна, либо могла быть оценена на основании каких-либо соображений. Между всеми этими величинами существуют такого рода соотношения:

$$\begin{aligned}
 \frac{x}{x_0} &= \frac{v}{v_0} = \frac{T p_0}{T_0 p} \\
 T &= T_0 \frac{p x}{p_0 x_0}
 \end{aligned}$$

По  $p$  и по вычисленному значению  $T$  (или  $i = c_p t$ ) определяется точка состояния газа на энтропийной диаграмме  $TS$  (или  $JS$ ).

Если желательно начать перенесение с линии сжатия, то следует иметь в виду, что давление для начальной точки нужно принять равным наименьшему давлению  $p_0$  во время всасывания, а не давлению в конце хода. Согласно вышесказанного, движение поршня ускоряется именно в первой части всасывающего хода, чем и вызывается понижение давления в цилиндре, вследствие которого газ из состояния покоя переходит в состояние движения и преодолевает сопротивления в распределительных органах. Во второй части всасывающего хода







довательно, большую внешнюю поверхность; охватывающие эту поверхность чугунные стенки могли накопить теплоту при предыдущем процессе. Как видно из примера 28, конечная температура всасывания может быть определена, если найден измерением вес газа, подаваемого испытываемой машиной; за начальную абсциссу  $x_0$  нужно взять весь отрезок прямой, заключенный между осью ординат и острием диаграммы.

В действительности линия сжатия на энтропийной диаграмме не является прямой. Во время первой части сжатия воздух еще холоднее стенок цилиндра и тела поршня, вследствие чего отдача теплоты газу продолжается. Вследствие этого линия изменения состояния сначала идет вверх, отклоняясь вправо от адиабаты ( $A_1 B$ , фиг. 32). Только когда температура газа, вследствие сжатия, достаточно повысится, теплообмен начнет происходить в обратном направлении: горячие газы отдают теплоту через стенки цилиндра охлаждающей воде, вследствие чего линия состояния несколько отклоняется влево ( $B A_2$ ).

Из линии  $A_1 B A_2$ , полученной путем перенесения данных диаграммы  $p v$ , видно, что обычное предположение об адиабатичности сжатия лишь приблизительно правильно. Оно справедливо для того случая, когда кривая  $A_1 B A_2$  идет сначала вправо от вертикали, проходящей чрез точку  $A_1$ , а затем влево от нее, при чем площадки по обе стороны этой вертикали должны быть равновелики. Если же вся кривая лежит вправо от вертикали  $A_1 A'_2$ , как показано на фиг. 32, то площадь  $A_1 B A_2 A'_2 A_1$  (//////) на энтропийной диаграмме  $JS$  показывает, насколько увеличилась работа в сравнении с адиабатическим процессом. Если к линии изменения состояния проведем в точке  $B$  вертикальную касательную, то площадь, заключенная между этой касательной и вертикалью, проведенной через точку  $A_1$ , представит собой величину притекающей теплоты. Проведем теперь вертикаль через конечную точку  $A_2$ ; тогда площадь полосы, лежащей под  $A_2 B$ , изобразит теплоту, отнятую водой. Обе упомянутые площади простираются до горизонтальной оси, проходящей через точку абсолютного нуля.

Во время выталкивания газ несколько охлаждается; поэтому расширение газа вредного пространства начинается при пониженной температуре ( $A_3$ ). Часто с этим обстоятельством связывается понижение давления; в таком случае начальная точка  $A_3$  перемещается вправо.

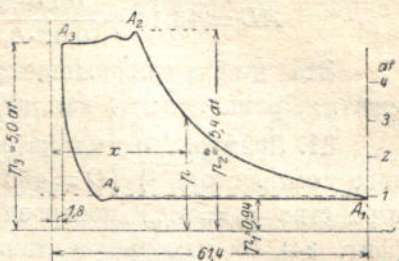
Кривая расширения идет сначала влево от вертикали, проходящей через  $A_3$  до тех пор, пока газ еще теплее стенок (отрезок кривой  $A_3 C$ ). При быстром падении температуры вследствие производства газом работы, направление теплообмена изменяется: газ начинает получать теплоту, вследствие чего линия изменения состояния сильно отклоняется вправо ( $C A_4$ ). Этот подвод теплоты может быть при известных условиях довольно значительным, т. к. внешняя поверхность короткого цилиндрического пространства, в котором заключен газ, велика в сравнении с его объемом.

Связь между конечной точкой расширения  $A_4$  и начальной точкой сжатия  $A_1$  на индикаторной диаграмме не выявляется, т. к. зна-



чения температур на этой диаграмме не видны. Поэтому связывающая линия между  $A_4$  и  $A_1$  на энтропийной диаграмме лишена значения, и система кривых здесь не замыкается.

**30. Пример.** На фиг. 32 показана перенесенная на диаграмму  $TS$  индикаторная диаграмма поршневого компрессора <sup>1)</sup> ( $D = 1070$  мм,  $S = 1500$  мм,  $n = 65$ ), при чем было принято, что начальная температура сжатия  $t_1 = 20^\circ \text{Ц}$  и начальная температура расширения  $t_3 = 66^\circ \text{Ц}$ . Полученные измерением абсциссы  $x$ , соответствующие выбранным ординатам  $p$  индикаторной диаграммы, а также вычисленные по ним температуры — приведены в нижеследующей таблице 8.



Фиг. 33.

Таблица 8.

С ж а т и е.					Р а с ш и р е н и е.			
$p$ кг/кв. см	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$T$ ° Ц.	$t$ ° Ц.	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$T$ ° Ц.	$t$ ° Ц.
0,97	95,5	0,885	293	20	13,0	0,85	281	8,0
1,00	93,5	0,7	296,5	23,5	12,5	0,825	282	9,0
1,20	84,0	0,78	319	46,0	10,7	0,70	287	14
1,40	76,0	0,705	337	64	9,4	0,613	293	20
1,60	68,5	0,634	346	73	8,8	0,57	311	38
1,75	63,0	0,585	349	76	8,7	0,568	339	66

Фиг. 33 вычерчена по значениям  $p$  и  $t$ . На фиг. 32 видно, что, благодаря теплоотдаче поршня и стенок цилиндра, происходит сильное подогревание газа ( $A_1 B$ ); в верхней части кривой сжатия ( $B A_2$ ) обнаруживается влияние внешнего охлаждения. Во время длительного периода выталкивания воздух может охладиться с  $76^\circ$  до  $66^\circ$ . В первой части процесса расширения ( $A_2 C$ ) стенки поглощают теплоту, во второй же части ( $C A_4$ ) — они отдают ее газу.

Работа сжатия  $AL_c$  складывается из адиабатической работы (|||||) и работы, соответствующей площади  $A_1 B A_2 A_2' A_1$ ; площадь  $A_1 B A_2 A_2' A_1$  определяется, как произведение из приращения энтропии 0,0086 на разность средних абсолютных температур площадей, лежащих под  $B A_2 A_2'$  и  $A_1 B$ ; таким образом,

$$AL_c = 0,239 (73,6 - 20) + 0,0086 \cdot (346,5 - 310) = 12,84 + 0,32 = 13,16 \text{ кал./кг.}$$

Путем измерения площади  $A_4 C A_3 E_4$  мы получаем значение средней ординаты и по ней работу расширения

$$AL_c = 0,04 \cdot 295 = 11,8 \text{ кал./кг.}$$

<sup>1)</sup> См. Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1916, стр. 61.

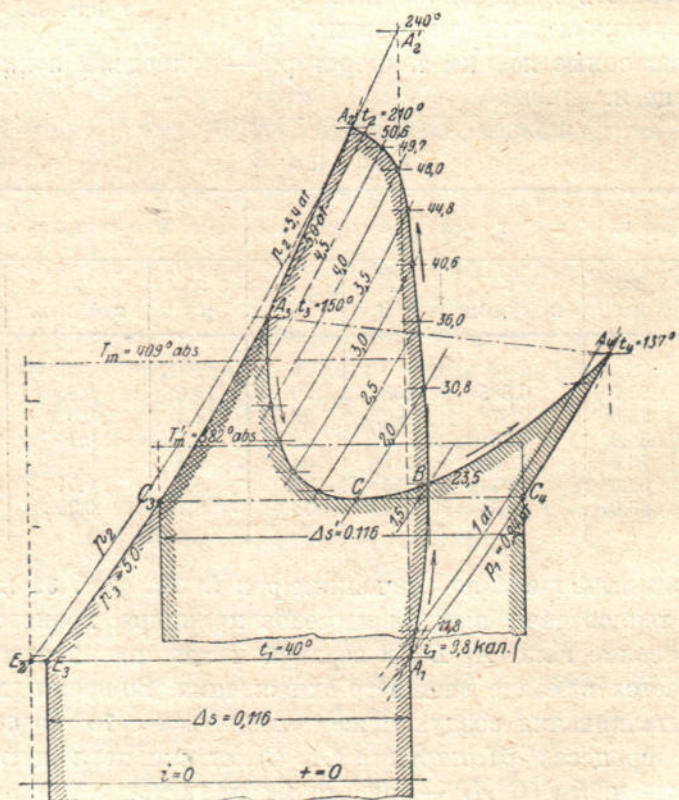


Тепловой эквивалент работы сжатия, отнесенной к 1 кг подаваемого полезного количества, при коэффициенте подачи 0,93 и вредном пространстве 0,1 составляет

$$AL = 13,16 + \frac{0,1 \cdot 0,885}{0,93 \cdot 0,568} (13,16 - 11,8) = 13,39 \text{ кал./кг.}$$

Эта цифра превышает величину работы при адиабатическом сжатии, равную 12,84 кал./кг, на 4,3%.

**31. Пример.** По индикаторной диаграмме (фиг. 34) одноступенчатого компрессора <sup>1)</sup> ( $D = 450$  мм,  $S = 500$  мм,  $n = 145$ , вредное пространство  $\epsilon_0 = 3\%$ ) построены кривые процесса на диаграмме  $TS$  (фиг. 34). За начальную температуру сжатия взята была температура



Фиг. 34.

в 40° Ц. По давлениям  $p$  и по соответствующим им абсциссам  $x$  получены цифры, приведенные в таблице 9. Из индикаторной диаграммы можно получить:

$$\lambda_0 = \frac{61,4 - 9,5}{61,4 - 1,8} = 0,871.$$

По  $v_4 = 1,28$  и  $v_3 = 0,248$  при  $\epsilon_0 = 0,03$  получаем:

$$\lambda_0 = 1 - 0,03 \left( \frac{1,28}{0,248} - 1 \right) = 0,875.$$

Оба значения  $\lambda_0$ , как видно, почти совпадают.

<sup>1)</sup> См. Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1913, стр. 21, фиг. 21.



Линия сжатия и в данном случае идет сначала с правой стороны от адиабаты  $A_1 A_2'$ , но затем отклоняется влево, пересекая вертикаль, проведенную через  $A_1$ , так, что работа сжатия мало отличается от работы по адиабате. Значение адиабатической работы получаем в виде расстояния между точками  $A_1$  и  $A_2'$ :

$$AL_{ad} = 49 \text{ кал./кг.}$$

Линия  $A_1 B A_2 A_3$ , полученная путем перенесения с индикаторной диаграммы, линия  $p_3$ , линия  $A_3 E_3$  и вертикали, проходящие через  $A_1$  и  $E_3$ , заключают площадь, соответствующую работе сжатия  $AL_c$ . Для определения этой площади проще всего спланиметрировать площадь  $A_1 B A_2 A_3 E_3$ . Средняя ордината  $T'_m$  получается равной  $409^\circ$  (абс.) и абсцисса  $\Delta S = 0,116$ ; поэтому

$$AL_c = 0,116 \cdot 409 = 47,4 \text{ кал./кг.}$$

Таблица 9.

С ж а т и е.						Р а с ш и р е н и е.				
$p$ кг/кв. см	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$T$ ° Ц. абс.	$t$ ° Ц.	$i$ кал/кг	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$T$ ° Ц. абс.	$t$ ° Ц.	$i$ кал/кг
0,94	61,4	0,975	313	40	9,8	9,5	1,28	410	137	33,4
1,0	60,0	0,95	322,5	49,5	11,8	9,0	1,175	401	128	31,0
1,5	45,4	0,72	369,5	96,5	23,5	5,4	0,720	369,5	96,5	23,2
2,0	36,8	0,585	400	127	30,8	4,0	0,535	365,5	92,5	21,0
2,5	31,0	0,495	422	149	36,0	3,2	0,431	368	95,0	22,8
3,0	27,0	0,430	440	167	40,6	2,7	0,364	373	100	24,6
3,5	23,2	0,369	456,5	183,5	44,8	2,4	0,320	383	110	26,0
4,0	21,7	0,344	470	197	48,0	2,1	0,289	395	122	29,6
4,5	19,5	0,310	477	204	49,7	2,0	0,266	408	135	33,0
5,0	17,7	0,282	481	208	50,6	1,8	0,248	423	150	36,4
5,4	16,5	0,262	482	210	51,3	—	—	—	—	—

Расширение начинается при меньшем давлении  $p_3 = 5$  атм. (точка  $A_3$ ). В течение первой части процесса расширения рубашка производит лишь легкое охлаждение; вскоре наступает сильное обратное течение теплоты через стенки, так что температура к концу расширения снова повышается. Благодаря этому выигрывается обратно работа расширения, соответствующая площади, заключенной между системой линий  $C_3 A_3 C A_4 C_4$  и вертикалями, проходящими через точки  $C_3$  и  $C_4$ . Измеряя эту площадь, получаем, что  $T'_m = 382^\circ$  Ц абс.; отсюда

$$AL_c = 0,116 \cdot 382 = 44,3 \text{ кал.}$$

Т. к.

$$\frac{G_r}{G_n} = \frac{\varepsilon_0 v_1}{\lambda_0 v_3} = \frac{0,03 \cdot 0,975}{0,87 \cdot 0,248} = 0,1356,$$

то

$$AL = 47,4 + 0,1356 (47,4 - 44,3) = 47,82 \text{ кал.}$$

Таким образом, нагревание газа во время расширения лишь незначительно увеличивает количество потребной работы и вредно отражается на коэффициенте подачи.



Благодаря смешению воздуха вредного пространства с внешним воздухом, входящим при  $20^\circ$ , получается температура

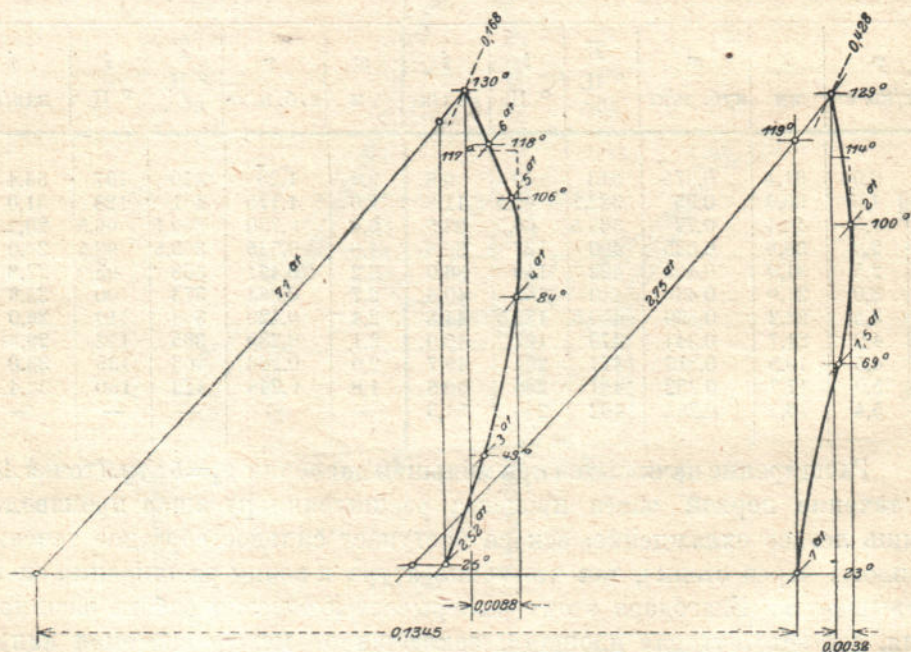
$$t_m = \frac{20 + 0,1356 \cdot 137}{1,1356} = 34^\circ.$$

Итак, за период всасывания воздух должен нагреться еще с  $34^\circ$  до  $40^\circ$ . Поэтому температура в начале сжатия в  $40^\circ$ , которой мы задались, подобрана удачно.

Для среднего индикаторного давления  $p_i$  получаем следующее значение:

$$p_i = \frac{(AL) 427 \lambda}{v_1} = \frac{47,82 \cdot 427 \cdot 0,87}{0,975} = 18\,300 \text{ кг/кв. м (1,83 атм.)}$$

**32. Пример.** Линии сжатия индикаторной диаграммы (фиг. 95) компаунд-компрессора требуется перенести на энтропийную диаграмму (начальное состояние — 1 атм.,  $23^\circ$ ). Промежуточное охлаждение понижает температуру до  $25^\circ$ . Вычисленные по  $x$  и  $p$  значения  $t$  сопоставлены на таблице 10 и нанесены на фиг. 35.

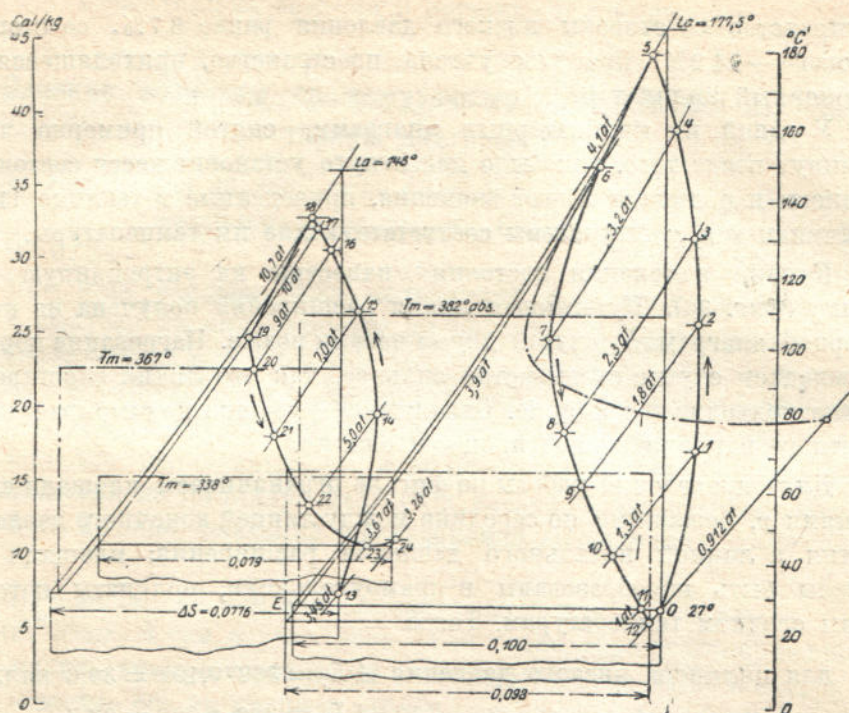


Фиг. 35.

Таблица 10.

Сжатие в цилиндре низкого давления.				Сжатие в цилиндре высокого давления.			
$p$ кг/кв. м	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$t$ ° Ц.	$p$ кг/кв. см	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$t$ ° Ц.
1,0	95,5	0,87	23	2,52	39	0,346	25
1,5	73	0,665	69	3,0	35,5	0,315	49
2,0	60	0,546	100	4,0	29,5	0,262	84
2,75	47	0,428	129	5,0	25,5	0,222	106
3,5	—	—	—	6,0	21,5	0,191	118
—	—	—	—	7,0	19,0	0,168	130





Фиг. 36.

Таблица 11.

Сжатие в цилиндре низкого давления.						Расширение в цилиндре низкого давления.					
Точка.	$p$ атм. абс.	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$T$ ° Ц.	$t$ ° Ц.	Точка.	$p$ атм. абс.	$x$ мм	$v$ куб. м/кг	$T$ ° Ц.	$t$ ° Ц.
0	0,912	81,5	0,964	300	27	6	3,9	6,5	0,318	423	150
1	1,3	66,0	0,780	346	73	7	3,2	7,0	0,342	375	102
2	1,8	52,3	0,620	380	107	8	2,3	9,1	0,445	350	77
3	2,3	43,6	0,515	405	132	9	1,8	11,2	0,55	338	65
4	3,2	33,5	0,396	433	160	10	1,3	14,5	0,71	315	42
5	4,1	27,4	0,324	453	180	11	1,0	18,0	0,88	300	27
						12	0,912	19,4	0,95	293	23
Сжатие в цилиндре высокого давления.						Расширение в цилиндре высокого давления.					
13	3,45	86,2	0,257	303	30	19	10,0	10,7	0,1093	373	100
14	5,0	69,7	0,208	355	82	20	9,0	11,7	0,119	365	92
15	7,0	53,2	0,159	381	118	21	7,0	14,2	0,145	346	73
16	9,0	43,5	0,130	400	127	22	5,0	18,7	0,191	326	53
17	10,0	40,7	0,121	412	140	23	3,67	24,7	0,253	317	44
18	10,7	38,2	0,114	416	143	24	3,26	28,0	0,286	318	45

33. Пример. В машинной лаборатории Винтертурского Технического училища имеется компрессор со ступенчатым поршнем (диаметром 200/170 мм, ход — 150 мм и число оборотов — 210 мин.); вредное



пространство со стороны низкого давления равно 8,7%, со стороны высокого — 14,2%, при чем учтено пространство, приходящееся на включенный индикатор.

У одной из индикаторных диаграмм, снятой примерно через 30 минут после того, как было достигнуто установившееся состояние, абсциссы и ординаты имеют значения, приведенные в таблице 11; по величинам  $p$  и  $x$  вычислены соответствующие им температуры.

Кривые изменения состояния нанесены на энтропийную диаграмму (фиг. 36). Пунктирная линия расширения получена из индикаторной диаграммы, снятой двумя часами позже. Нагревание поршня в последнем случае сказывается сильнее, так что линия расширения близко подходит к изотерме. Охлаждение рубашки не оказывает более заметного влияния на ход процесса сжатия.

Для определения работы по фиг. 36 ограничиваем площади слева линиями  $p$ , лежащими по середине между линией конечного давления сжатия и линией начального давления расширения; площади эти должны быть преобразованы в прямоугольники, ординаты которых равны средним температурам. Тогда

для цилиндра низкого давления  $AL_c = 382 \cdot 0,101 = 38,6$  кал./кг

" " " "  $AL_e = 340 \cdot 0,098 = 33,3$  "

" " " "  $AL_c - AL_e = 5,3$  "

$\epsilon_0 = 0,087, \quad v_0 = 0,964, \quad v_3 = 0,318, \quad \lambda_0 = 0,735,$

$$AL = 38,6 + \frac{0,087 \cdot 0,964 \cdot 5,3}{0,735 \cdot 0,318} = 40,5 \text{ кал./кг;}$$

для цилиндра высокого давления  $AL_c = 367 \cdot 0,0776 = 28,5$  кал./кг

" " " "  $AL_e = 338 \cdot 0,079 = 26,7$  "

" " " "  $AL_c - AL_e = 1,8$  "

$\epsilon_0 = 0,142, \quad v_0 = 0,257, \quad v_3 = 0,1093, \quad \lambda_0 = 0,74$

$$AL = 28,5 + \frac{0,142 \cdot 0,257 \cdot 1,8}{0,74 \cdot 0,1093} = 29,3 \text{ кал./кг.}$$

Полная работа

$$AL = 40,5 + 29,3 = 69,8 \text{ кал./кг.}$$

При подаче  $G = 50,2$  кг/час потребуются индикаторная мощность

$$N = \frac{69,8 \cdot 50,2}{632} = 5,54 \text{ л. с.}$$

Если вместо точного вычисления вести расчет в предположении одних адиабатических изменений, то получим:

$$AL_{ad} = 39,2 + 29,0 = 68,2 \text{ кал./кг.}$$

$$N_{ad} = 5,42 \text{ л. с.}$$

Из полученных чисел видно, что производство вычислений по адиабатам, не принимая во внимание линий расширения, допустимо при условии подстановки в формулы величины действительно нагретого веса.